ACADÉMIE DES SCIENCES.

SEANCE DU LUNDI 14 MARS 1938.

PRÉSIDENCE DE M. AIMÉ COTTON.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** s'exprime en ces termes :

Mes chers Confrères,

Nous avons appris avec chagrin la mort, survenue le 22 février, du célèbre astronome et physicien **George Hale**, qui était Associé étranger de notre Académie depuis 1919.

George Hale, né à Chicago le 29 juin 1868, avait travaillé d'abord à Cambridge (Mass.), à l'Observatoire de l'Université Harvard : c'est sans doute Pickering qui l'avait orienté vers ces recherches d'Astrophysique dont il n'a cessé de s'occuper. Revenu à Chicago il créa d'abord, dans la banlieue, à Kenwood, un observatoire personnel où il réussit aussitôt à réaliser un instrument nouveau d'un très grand intérêt. Aussi fut-il chargé bien vite de construire et d'organiser un observatoire plus grand, le bel Observatoire Yerkes, qui porte selon la coutume américaine le nom du généreux donateur qui l'a fondé, et où l'on a continué depuis à faire de belles recherches. Hale s'est lui-même surtout occupé du Soleil : cette étude l'a toujours passionné, comme elle a toujours passionné notre Confrère Deslandres. Sans doute, le Soleil n'est qu'une des nombreuses étoiles de la classe des étoiles jaunes, mais quel astre pourrait présenter plus d'intérêt ? C'est lui qui fournit, à très peu près, toute l'énergie disponible à la surface de la Terre, lui qui seul permet la vie sur notre globe ; nous subissons bien vite le contrecoup des événements grandioses qui se déroulent à sa surface.

L'instrument qui attira sur Hale l'attention des astronomes était ce

spectrohéliographe avec lequel, le premier, il réussit à obtenir par la photographie des images monochromatiques du Soleil, non seulement des protubérances quand il en surgit sur le pourtour du disque, mais de la chromosphère tout entière, avec ses facules, ses taches, etc. Hale obtint à l'Observatoire Yerkes de très beaux résultats, mais il trouva que le climat de Chicago était décidément peu favorable aux recherches solaires : c'est pourquoi, en 1902, profitant cette fois des ressources de la Fondation Carnegie, il alla fonder en Californie, au nord-ouest de Los Angeles, au-dessus de Pasadena, cet Observatoire d'Astrophysique qui est devenu bien vite célèbre sous le nom d'Observatoire du Mont Wilson.

Le Mont Wilson s'élève, à 1756^{m} d'altitude, dans un pays magnifique, à la riche végétation méridionale, au-dessus des vallées et des plaines qui entourent Pasadena et Los Angeles; ce sont ces régions basses qui viennent, comme on sait, d'être surprises tout dernièrement par de terribles inondations. Le sommet lui-même était boisé, aucun chemin n'y conduisait; il fallut d'abord construire une route pour amener tous les matériaux nécessaires et les pièces métalliques massives des appareils. Hale réussit bien vite à installer ensuite les puissants instruments que l'on trouve dans ces diverses constructions indépendantes, dont l'ensemble constitue l'Observatoire. Ces instruments portent tous la trace de son génie inventif.

Parmi les plus originaux, on peut citer le grand « tower-telescope », instrument destiné spécialement à l'étude du Soleil, et qui est formé par une très haute charpente métallique soigneusement protégée contre les effets du vent. Au sommet se trouve un cœlostat dont les miroirs renvoient les rayons solaires suivant la verticale. L'objectif à long foyer, placé en haut, forme en bas de la tour une grande image du Soleil; c'est là que se trouve la fente du grand spectrographe, installé lui-même en dessous dans un grand puits vertical à température très régulière.

Le grand télescope de 1^{m},50 d'ouverture, celui de 2^{m},50 qui a été installé ensuite, également au Mont Wilson, et qu'on ne peut utiliser pleinement que lorsque les circonstances sont exceptionnellement favorables, enfin le télescope de 5^{m}, pour lequel il a fallu trouver une atmosphère plus homogène encore, sont les plus puissants du monde. Grâce à cet outillage exceptionnel, George Hale, ses collaborateurs, et les savants qu'ils ont accueillis à l'Observatoire, ont fait toute une série de beaux travaux, non seulement sur le Soleil, mais sur les étoiles, les nébuleuses, sur tout l'ensemble du monde céleste.

Parmi les découvertes faites par Hale lui-même, je me bornerai à citer la plus célèbre. En faisant des photographies du Soleil avec le spectrohéliographe et utilisant la raie rouge de l'hydrogène, Hale remarqua que certaines taches manifestaient l'existence de tourbillons de sens déterminés; il pensa que la matière gazeuse entraînée par ces tourbillons devait être électrisée, que par suite, en vertu de l'effet découvert par Rowland, un champ magnétique devait prendre naissance, avec ses lignes de force parallèles à l'axe du tourbillon. Or ce champ magnétique, George Hale est parvenu à le mettre en évidence, et à le mesurer, en utilisant une autre grande découverte, celle, faite par Zeeman, du changement magnétique des raies spectrales. Ce champ, dans les taches en question atteint plusieurs milliers de gauss. Par la suite, Hale a réussi, non sans peine, à mesurer le champ général de l'atmosphère solaire, en dehors des taches; ce champ est beaucoup plus faible, il est cependant environ 50 fois plus intense que celui qui oriente nos boussoles à la surface de la terre.

Cette belle découverte a rendu le nom de Hale célèbre : il en aurait fait sans doute d'autres aussi belles si sa santé, depuis longtemps, n'avait laissé à désirer. Je me rappelle que déjà, en 1910, lors du Congrès des Recherches solaires qu'il avait organisé au Mont Wilson même et auquel il avait bien voulu m'inviter, il avait dû renoncer à monter à l'Observatoire pour assister aux séances. Depuis cette époque lointaine il est venu plusieurs fois en Europe, il était toujours accompagné de son médecin.

Nous ne devons pas oublier le rôle important qu'il a joué, lors de ces voyages, dans cette *Union internationale pour les Recherches solaires* qu'il avait contribué à fonder, ainsi que dans les Associations scientifiques interalliées créées après la guerre.

Nous exprimons à la famille de George Hale, aux savants aussi qui continuent son œuvre au Mont Wilson et au Laboratoire de Pasadena, les regrets très vifs que nous cause cette grande perte.

M. A. Lacroix fait hommage à l'Académie d'un fascicule intitulé *La recherche scientifique dans les territoires d'Outre-Mer*.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la répartition du bore dans les organes du Lis blanc*. Note de MM. **Gabriel Bertrand** et **Lazare Silberstein**.

Le rôle global du bore en physiologie végétale est aujourd'hui évident, mais on n'a aucune idée du mécanisme de son action, on ne connaît encore aucune fonction dont l'exercice dépende de sa présence. C'est dans l'espoir de faciliter les recherches dans cette direction particulière que nous avons entrepris l'étude de la répartition du métalloïde dans les organes d'une même plante et, pour commencer, nous avons opéré sur le Lis blanc (*Lilium candidum* L.).

Le Lis appartient à une famille et à un embranchement de plantes (Liliacées, Monocotylédones) dont les espèces analysées antérieurement se sont montrées parmi les plus pauvres en bore ([1]). Malgré la difficulté accrue des analyses qui pouvait résulter de cette circonstance, nous avons néanmoins choisi le Lis parce qu'il possède des organes, même floraux, relativement volumineux et que cet avantage nous a paru devoir compenser largement les faibles teneurs en métalloïde à doser.

Nos expériences ont porté sur des échantillons de deux provenances : le jardin du laboratoire, à l'Institut Pasteur, et un terrain horticole de la banlieue parisienne. La récolte a été faite au moment de la floraison.

On a recueilli sur un même individu du laboratoire, entre le 12 et le 20 juin, au moment où elles commençaient à s'épanouir, douze fleurs. Les Les diverses parties de chacune d'elles ont été séparées au fur et à mesure, pesées, séchées à l'étuve et de nouveau pesées. Ensuite, on a déraciné la plante avec soin, de façon à ne pas briser les racines. La terre a été éliminée par lavage et l'on a procédé, comme pour les fleurs, à la séparation des parties, puis à leur pesée à l'état frais et à l'état sec. Les chiffres suivants ont été obtenus :

	Matières	
Organes.	fraiches (en gr.).	sèches (en gr.).
Racines	11,80	1,09
Bulbe	101,40	18,04
Tige (moitié inférieure)	57,20	6,65
» (moitié supérieure)	17,70	2,53
Feuilles	6,10	0,91

([1]) G. Bertrand et H. de Waal, *Comptes Rendus*, **202**, 1936, p. 605, et G. Bertrand et L. Silberstein, *Comptes Rendus*, **204**, 1937, p. 1019.

Organes.	Matières fraîches (en gr.).	Matières sèches (en gr.).
Fleurs, pédoncules	3,98	0,41
» périanthes	36,96	2,78
» étamines : filets	2,57	0,18
» étamines : anthères	3,07	0,77
» pistils : ovaires	1,34	0,15
» pistils : styles	0,95	0,08
» pistils : stigmates	0,67	0,07

Après avoir déterminé, ainsi qu'il vient d'être expliqué, les poids absolus et relatifs des divers organes de la plante, on a effectué les analyses. On a aussi analysé, dans les mêmes conditions, les organes provenant des Lis des environs de Paris.

La méthode de dosage du bore dont nous nous sommes servi a été la méthode microcolorimétrique utilisée dans les recherches précédentes. Voici les résultats fournis par cette étude analytique :

Nom des organes.	Origine.	Matières sèches (pour 100).	Poids de matières sèches analysées (en grammes).	Cendres pour 100 de matières sèches.	Bore (en mg) par kg de matières sèches.
Racines	Inst. Past.	9,24	0,38	11,25	4,6
	»	–	0,57	–	4,4
Bulbe	»	17,79	0,82	4,14	4,6
	»	–	1,24	–	5,0
Tige (1/2 inf.)	»	11,63	0,97	3,43	2,6
	»	–	0,62	–	2,8
Tige (1/2 sup.)	»	14,29	0,64	3,43	2,7
	»	–	0,84	–	3,0
Feuilles	»	14,92	0,23	7,25	10,9
	»	–	0,39	–	9,6
Pédoncules	»	10,30	0,41	11,54	6,1
	Banlieue	11,50	1,06	8,68	3,5
Périanthes	Inst. Past.	7,52	1,05	9,00	1,7
	Banlieue	8,83	0,92	8,70	2,7
Filets	Inst. Past.	7,00	0,18	12,78	9,7
	Banlieue	8,03	0,68	12,21	7,4
Anthères	Inst. Past.	25,08	0,77	8,12	13,0
	Banlieue	28,43	1,20	7,67	8,3
Ovaires	Inst. Past.	11,19	0,15	12,00	11,7
	Banlieue	12,28	0,79	10,63	9,5
Styles	Inst. Past.	8,42	0,08	7,25	9,4
	Banlieue	9,54	0,41	9,27	6,1
Stigmates	Inst. Past.	10,45	0,07	8,00	14,3
	Banlieue	10,43	0,49	10,82	12,8

En combinant les chiffres contenus dans les deux tableaux, on calcule que la teneur en bore du pied de Lis cultivé dans le jardin du laboratoire, fleurs comprises, est de $4^{mg},2$ par kilogramme de matière sèche, c'est-à-dire tout à fait comparable à celles du poireau ($3^{mg},1$) et de l'oignon ($4^{mg},3$), autres plantes de la même famille, cultivées d'ailleurs dans le même sol ([1]). La teneur en bore des Lis trouvés dans la banlieue parisienne diffère à peine de la précédente : environ $4^{mg},4$. Il y a là une confirmation de la faible teneur en bore des plantes de la famille des Liliacées et, d'une manière plus générale, de l'embranchement des Monocotylédones.

Si l'on passe maintenant à l'examen du mode de répartition du bore dans les organes de la plante, on remarque qu'en dehors de la fleur, c'est la tige qui est la plus pauvre (environ $2^{mg},5$ à 3^{mg}), puis les racines et le bulbe (environ $4^{mg},5$ à 5^{mg}); les feuilles sont au contraire beaucoup plus riches : de $9^{mg},6$ à $10^{mg},9$.

Les fleurs offrent, dans leur ensemble, une teneur moyenne, avec $4^{mg},9$ de bore par kilogramme de matières sèches; mais le métalloïde y présente une répartition remarquable : tandis que les divisions du périanthe sont aussi pauvres et même plus pauvres que la tige, les organes reproducteurs, mâles et femelles, contiennent relativement beaucoup de bore, davantage encore que les feuilles. Le chiffre le plus élevé est offert par le stigmate, c'est-à-dire par la partie terminale et renflée du pistil sur laquelle se fixent et germent les grains de pollen.

Il est intéressant de rappeler au sujet de cette localisation assez inattendue que Verda avait déjà signalé, en 1912, la présence du bore dans les cendres du safran, formé de pistils, sans les ovaires, de *Crocus sativus* L. ([2]), et, surtout, que Schmucker avait trouvé avec Peters, en 1933, environ $0^{mg},01$ d'acide borique soit environ $0^{mg},003$ de bore, dans 1^{cm^3} du liquide secrété par les stigmates de diverses espèces de *Nymphæa* des régions tropicales ([3]). Plus récemment encore, Bobko, Matveeva et Syvorotkin, analysant les fleurs et les feuilles du pommier, ont dosé dans les pistils entiers (ovaires, styles et stigmates réunis) une proportion de bore à peu près double de celle contenue dans les feuilles ([4]).

Est-ce à dire que le bore intervienne d'une façon particulière dans le phénomène de fécondation? En attendant de pouvoir répondre à cette

---

(2) *Schweizer. Wochenschr. f. Chem. u. Pharmaz.*, 51, 1912, p. 631.
(3) *Planta*, 18, 1932, p. 641.
(4) *Ann. Agron.*, 5, 1935, p. 801.

question, nous ferons remarquer que le mode de répartition du bore que nous venons de déterminer dans les diverses parties du Lis blanc n'est pas spéciale à ce métalloïde, qu'il rappelle même de près celui qui a été reconnu par l'un de nous, en collaboration avec Mme Rosenblatt, au sujet du manganèse dans les organes d'une plante très voisine de la précédente, le Lis du Japon ([5]). Ici déjà, les organes reproducteurs étaient apparus comme des centres d'accumulation remarquables de l'oligoélément [substantif proposé pour désigner les métalloïdes et les métaux présents en très petites proportions dans la matière vivante (Gabriel Bertrand, *C. R. du 6e Congrès de Chim. biol.*, tenu à Lyon en 1937; *Encyclop. française*, 4, 1936, x, p. 1)]; tandis qu'il y avait, par kilogramme de matières sèches, 10mg,3 de manganèse dans la plante entière ([6]) et 29mg dans les feuilles, on avait dosé 21mg,3 dans les styles et stigmates et 30mg,4 dans les ovaires. Il y a là une sorte de parallélisme dont il faudra évidemment tenir compte dans l'interprétation du rôle que le bore et le manganèse peuvent jouer dans les phénomènes de fécondation et de reproduction des plantes.

GRAVIMÉTRIE. — *Carte gravimétrique du sud de la Chine.* Note ([1]) de MM. **Pierre Lejay** et **Chang Hung Chi**.

Les mesures de gravité exécutées récemment par l'un de nous ([2]), relient les réseaux que nous avions établis au Yunnan et au Hounan en 1934-1935, et complètent une chaîne maintenant continue de Changhai aux frontières sud-ouest de la Chine.

La discussion des valeurs trouvées aux stations occupées plusieurs fois au cours de cette campagne nous conduit à admettre que le pendule, après deux légers accidents a évolué lentement et régulièrement. On trouve une variation de 7 milligals par mois en avril, de 4 milligals en mai, de 2 milligals en juin.

Au retour à Zi-Ka-Wei, le pendule étudié pendant plusieurs mois a été trouvé stable.

Cette évolution du pendule est établie avec certitude par la comparaison

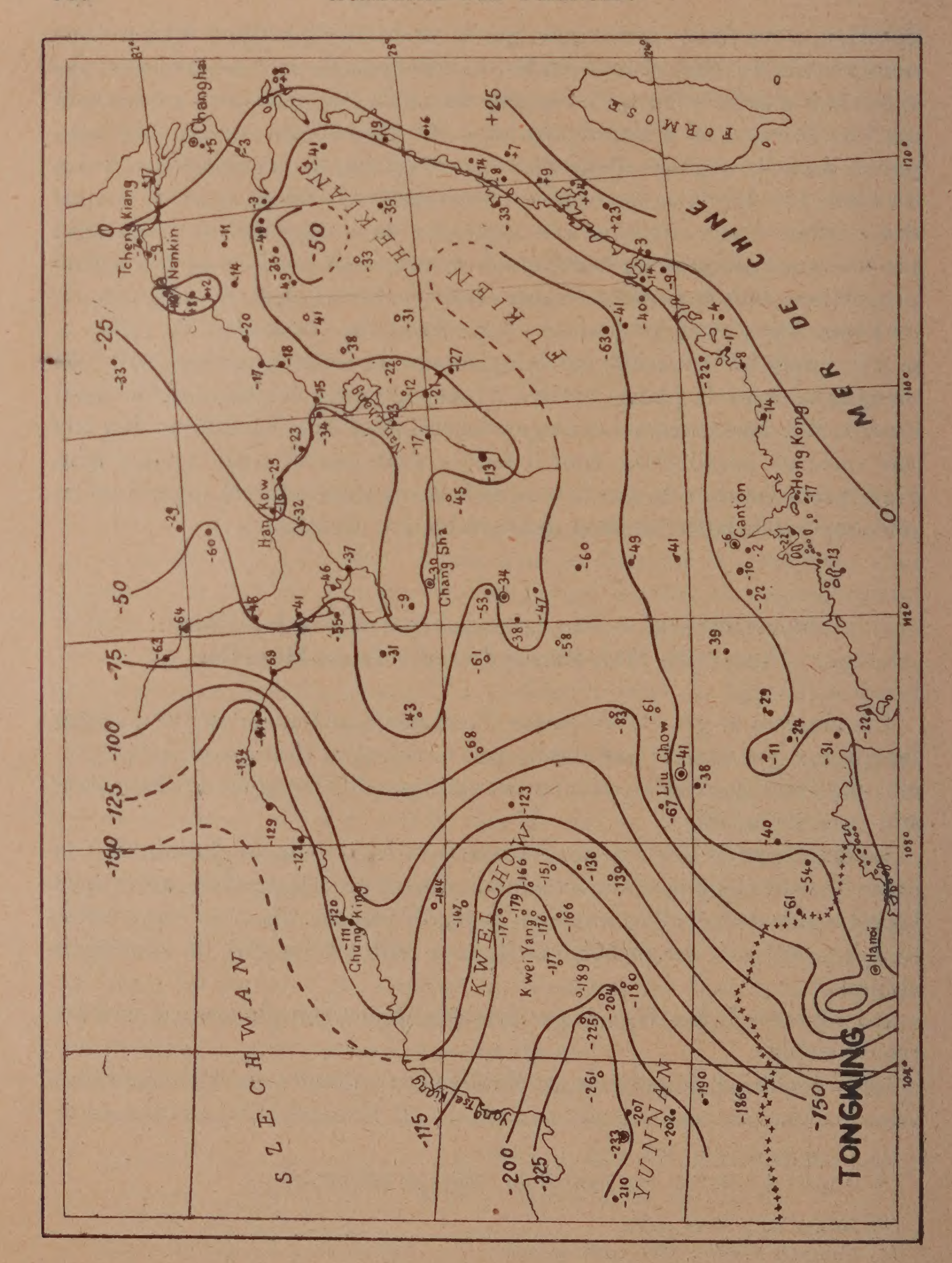
---

([5]) *Comptes rendus*, 173, 1921, p. 1118.

([6]) D'après des chiffres non publiés du Cahier de laboratoire.

([1]) Séance du 7 mars 1938.

([2]) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 709.


FORMOSE
MER DE CHINE
TONGKING
SZECHWAN
YUNNAN
KWEICHOW
FUKIEN
CHEKIANG
Changhai
Nankin
Tcheng Kiang
Han Kow
Chang Sha
Canton
Hong Kong
Liu Chow
Kwei Yang
Chung King
Hanoï
Yang Tse Kiang

des résultats bruts g_1 obtenus aux mêmes stations. On voit immédiatement sur le tableau ci-après que dans toutes les stations les nombres vont en croissant, suivant la loi énoncée plus haut, en fonction de l'époque d'observation, et qu'en appliquant la correction c, tirée d'une courbe régulière, toutes les valeurs s'accordent, ne présentant plus entre elles que des différences d, résidus qui sont de l'ordre de grandeur des erreurs d'observation.

La modification du pendule au second accident (Changsha, 11 avril) a pu être mesurée immédiatement et a été trouvée de 3 milligals; le premier accident survenu au cours d'un déplacement, avait également entraîné une variation de 3 milligals, si l'on en juge d'après les valeurs obtenues à Nanchang à l'aller et au retour.

La liaison entre la dernière campagne et celles des années précédentes est assurée par les stations communes de Nangchan, Changsha, Liuchow et Hengchow. Aux deux premières les valeurs trouvées tant à l'aller qu'au retour sont supérieures de 3 et 4 milligals aux valeurs trouvées en 1934 avec le pendule 42; par contre les valeurs conclues pour Liuchow et Hengchow sont identiques.

S'il existe une différence systématique entre les mesures de campagnes différentes, cette différence est trop petite pour qu'il y ait lieu d'en tenir compte. Nous avons donc reporté sur une même carte tous les résultats. Cette carte ne diffère de celle qui a été publiée précédemment ([3]) que par l'allure des isanomales dans le Kwei Chow : les fortes anomalies négatives du Yunnan s'y prolongent vers l'Est bien au delà de Kwei Yang, couvrant tout le massif montagneux de cette province. Ici encore, comme partout en Chine, l'isostasie se vérifie.

Les quelques mesures que nous avons faites au Chékiang permettent de préciser les conclusions de nos campagnes précédentes : les anomalies négatives du Fukien s'étendent vers le Nord-Est jusqu'aux abords de Ningpo autour du massif du Tien Tai Shang, mais sont, à l'intérieur de la région montagneuse, moins fortes que l'extrapolation ne nous l'avait laissé supposer (— 35 à Liechui, — 35 à Chuchow en plein centre du massif).

([3]) P. Lejay, *Exploration gravimétrique de l'Extrême-Orient*, Comité national français de Géodésie et Géophysique, 1936.

Tableau des stations occupées plusieurs fois.

Dates.	Stations.	g_1.	c.	g.	d.
		gals	mgals	gals	mgals
26 mars......	*Zi-Ka-Wei*	979,436	0	979,436	0
6 avril.......	Nanchang	979,213	— 4	979,210	— 1
11 »	Changsha	979,173	— 6	979,166	+ 1
12 »	»	979,176	— 9	979,166	— 1
16 »	»	979,178	—11	979,166	+ 1
24 »	Chihkiang	979,053	—13	979,040	0
29 »	»	979,055	—14	979,040	+ 1
9 mai.......	Kweiyang	978,723	—17	978,706	0
16 »	»	978,725	—19	978,706	— 2
20 »	»	978,725	—19	978,706	0
23 »	Chenning	978,648	—19	978,630	— 1
17 juin.......	»	978,654	—24	978,630	0
20 »	Kweiyang	978,730	—24	978,706	0
29 »	Liuchow	978,868	—24	978,844	0
9 juillet.....	Changsha	979,191	—24	978,166	+ 1
8 »	Hengchow	979,083	—24	979,059	0
14 »	Nanchang	979,234	—24	979,210	0
17 »	*Zi-Ka-Wei*	979,460	—24	979,436	0

M. E. **Borel** fait hommage à l'Académie du fascicule 3 (second livre) du Tome I du *Traité du Calcul des Probabilités et de ses applications*, qu'il publie avec la collaboration de plusieurs savants. Ce fascicule, dû à M. Maurice Fréchet, est consacré aux *Recherches modernes sur le calcul des probabilités* et en particulier à la *Méthode des fonctions arbitraires* et à la *Théorie des événements en chaîne dans le cas d'un nombre fini d'états possibles*. Les Tomes I et III du Traité sont ainsi complets; les Tomes II et IV seront terminés d'ici quelques mois.

M. G. **Julia** fait hommage à l'Académie de la dernière partie de ses Leçons sur l'*Introduction mathématique aux théories quantiques*, rédigées par M. R. Marrot.

M. A. **Lameere** fait hommage à l'Académie du Tome V, fasc. 3 de son *Précis de Zoologie, Les Coléoptères*.

NOMINATIONS.

M. **L. Martin** est désigné pour représenter l'Académie à l'inauguration du *Monument* élevé à Albert Calmette, à Nice, le vendredi 8 avril 1938.

M. **P. Weiss** est désigné pour représenter l'Académie au *Congrès* de l'Association Guillaume Budé, à Strasbourg, du 19 au 24 avril 1938.

ÉLECTIONS.

L'Académie procède par la voie du scrutin à l'élection d'un Membre de la Section d'Anatomie et Zoologie en remplacement de M. *Ch. Gravier* décédé.

Il y a 56 votants; le scrutin donne les résultats suivants :

	Nombres de suffrages.	
	1er tour.	2e tour.
M. Émile Roubaud	23	36
M. Raoul Anthony	16	16
M. Étienne Rabaud	13	4
M. Christian Champy	3	
M. Paul Wintrebert	1	

M. **Émile Roubaud**, ayant réuni la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation de M. le Président de la République.

M. **Philibert Guinier** est élu Correspondant pour la Section d'Économie rurale par 39 suffrages contre 5 à M. *E. Terroine*, 3 à M. *A. Paillot* et 1 à M. *J. Feytaud*.

CORRESPONDANCE.

L'**Université de Cologne** invite l'Académie à se faire représenter aux fêtes du *Cinq cent cinquantième anniversaire* de sa fondation, du 24 au 26 juin 1938.

M. le **Secrétaire du Congrès international des Sciences anthropologiques et ethnologiques** invite l'Académie à se faire représenter à la *Deuxième session* de ce Congrès, à Copenhague, du 1er au 6 août 1938.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Le *VIe Congrès de Chimie Biologique*. Publié par les soins de M. R. Fabre.

STATISTIQUE MATHÉMATIQUE. — *Recherche des variables aléatoires les plus indépendantes.* Note de M. **Étienne Halphen**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Dépendance stochastique. — Étant donné une loi de probabilité continue de densité linéaire $\varphi(x)$ ou superficielle $f(x, y)$, nous poserons

$$\Gamma_x = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x)\, \mathcal{L}\varphi(x)\, dx, \qquad \Gamma_{x,y} = \iint f \mathcal{L} f\, dx\, dy,$$

intégrales classiques en mécanique statistique. On a le résultat suivant :

Théorème. — *De toutes les lois $f(x, y)$ pour lesquelles les lois de x seul et de y seul sont des fonctions données, $\varphi(x)$ et $\psi(y)$, celle qui rend $\Gamma_{x,y}$ minimum (ou du moins stationnaire) est la loi des probabilités indépendantes $f = \varphi\psi$.*

Ce minimum de $\Gamma_{x,y}$ est du reste égal à $\Gamma_x + \Gamma_y$, en sorte que la quantité $\Gamma_{x,y} - \Gamma_x - \Gamma_y$ fournit une mesure de la dépendance stochastique.

Variables canoniques. — Supposons maintenant donnée une loi à deux variables $f(x, y)$. Si x et y ne sont pas indépendants, proposons-nous de leur substituer deux autres variables u et v qui soient, elles, et autant que

possible, à probabilités indépendantes. Dans le choix de u et v, nous nous astreindrons à la seule condition de conservation des aires

$$\frac{D(u, v)}{D(x, y)} = 1,$$

de façon à conserver la notion d'événements *également distincts*. Alors $\Gamma_{u,v} = \Gamma_{x,y}$, et les variables cherchées seront celles qui rendent maximum $\Gamma_u + \Gamma_v$.

Recherches des variables canoniques. — Nous supposerons que x et y soient les variables cherchées, et nous exprimerons ce fait en écrivant que, par une transformation infinitésimale, la variation première de $\Gamma_x + \Gamma_y$ est nulle.

La transformation infinitésimale la plus générale conservant les aires est

$$X = x + \varepsilon \frac{\partial\mu}{\partial y}, \qquad Y = y - \varepsilon \frac{\partial\mu}{\partial x},$$

μ étant une fonction arbitraire de x et y.

Les lois de x et y seuls sont :

$$\varphi(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y)\, dy, \qquad \psi(y) = \int f\, dx.$$

Par la transformation ci-dessus, φ et ψ subissent des variations

$$\delta\varphi(x) = \varepsilon \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\partial f}{\partial x}\frac{\partial\mu}{\partial y} - \frac{\partial f}{\partial y}\frac{\partial\mu}{\partial x}\right) dy.$$

Or

$$\int \frac{\partial f}{\partial x}\frac{\partial\mu}{\partial y}\, dy = \left| \mu \frac{\partial f}{\partial x} \right]_{-\infty}^{\infty} - \int_{-\infty}^{\infty} \mu \frac{\partial^2 f}{\partial x\, \partial y}\, dy.$$

Et

$$\int \frac{\partial f}{\partial y}\frac{\partial\mu}{\partial x}\, dy = \frac{\partial}{\partial x}\int \mu \frac{\partial f}{\partial y}\, dy - \int \mu \frac{\partial^2 f}{\partial x\, \partial y}\, dy.$$

Sous la condition très générale que $\partial f/\partial x$ soit nul à l'infini, il vient

$$\delta\Gamma_x = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 + \mathcal{L}\varphi)\, \delta\varphi\, \delta x = -\varepsilon \int (1 + \mathcal{L}\varphi)\, dx \frac{\partial}{\partial x}\int \mu \frac{\partial f}{\partial y}\, dy.$$

En intégrant par parties, et faisant l'hypothèse très générale que

$$(1 + \mathcal{L}) \int_{-\infty}^{+\infty} \mu \frac{\partial f}{\partial y}\, dy$$

tend vers zéro pour x infini, il vient

$$\delta\Gamma_x = \varepsilon \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varphi'}{\varphi}\, dx \int_{-\infty}^{+\infty} \mu \frac{\partial f}{\partial y}\, dy = \varepsilon \iint \mu \frac{\varphi'}{\varphi} \frac{\partial f}{\partial y}\, dx\, dy.$$

Par un calcul analogue pour Γ_y, on trouve, pour annuler la variation première de $\Gamma_x + \Gamma_y$, la condition

$$\frac{D[f, \mathcal{L}\varphi(x)\psi(y)]}{D[x, y]} = 0.$$

D'où cet énoncé :

Théorème. — *Pour que x et y soient canoniques, il faut (et, sous réserve d'une discussion plus serrée, il suffit) que la loi des probabilités liées soit fonction de la loi des probabilités indépendantes*

$$P_{i|j} = F_{(P_i, P_{\cdot j})}.$$

En particulier, cette condition est évidemment réalisée dans le cas des probabilités indépendantes.

Géométrie et analyse mathématique. — *Sur la base géométrique du théorème de M. Mandelbrojt et de théorèmes analogues.* Note de M. **Aryeh Dvoretzky**, présentée par M. Jacques Hadamard.

1. M. de Misès ([1]) fait remarquer que le théorème de M. Mandelbrojt ([2]) se base sur un fait géométrique général concernant les ensembles fermés de points dans l'espace à N dimensions. J'ai établi ce fait géométrique, sous une forme plus générale ([3]), pour le cas $N = 2$, tout en montrant qu'il peut (dans sa forme générale) servir à la détermination de toutes les singularités à l'intérieur du cercle de méromorphie. Ce principe généralisé peut être énoncé, pour le cas de N dimensions.

Théorème I. — *Soit S un ensemble fermé de points dans l'espace à N dimensions. A tout point s de S soit attaché un nombre p_s qui sera $+\infty$ pour tout point d'accumulation de S et naturel ou $+\infty$ pour tout point isolé. Désignons par P la somme Σp_s étendue à tous les points de l'ensemble S. Soit $R_n(B)$ le rayon de la sphère minimum de centre B pour laquelle $\Sigma p_s \geq n$, la*

([1]) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 1353.
([2]) *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 1456.
([3]) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 406.

somme étant étendue à tous les s de la sphère fermée. Soient MA *une demi-droite partant de* M *et* Q *un point de* MA.

Alors existe, pour tout $n \leqq P$ *et tout* M *avec* $R_n(M) \neq 0$, *la dérivée*

$$\lim_{Q \to M} \frac{R_n(Q) - R_n(M)}{\overline{MQ}},$$

et cette limite est égale à $-\cos\omega_n(M)_{MA}$, *où* $\omega_n(M)_{MA} = \omega_n$ *désigne l'angle minimum pour lequel* $\Sigma p_s \geqq n$, *la somme étant étendue à tous les points à* l'intérieur *de la sphère de centre* M *et de rayon* $R_n(M)$, *et à tous les* s sur *la sphère pour lesquels* $\sphericalangle s MA \leqq \omega_n$.

Démonstration. — Soit d'abord $n < \infty$:

1° $\limsup\limits_{Q \to M} \{[R_n(Q) - R_n(M)]/\overline{MQ}\} \leqq -\cos\omega_n$, car, pour $\overline{MQ}$ suffisamment petit (S étant fermé),

$$R_n(Q) \leqq \sqrt{R_n(M)^2 + \overline{MQ}^2 - 2 R_n(M) \overline{MQ} \cos\omega_n};$$

2° $\liminf\limits_{Q \to M} \{[R_n(Q) - R_n(M)]/\overline{MQ}\} \geqq -\cos\omega_n$. Pour $\omega_n = 0$, l'inégalité est évidente, car $R_n(Q) \geqq R_n(M) - \overline{MQ}$ pour $\overline{MQ} < R_n(M)$. Pour $\omega_n > 0$, il est aisé de voir (d'après la définition de ω_n) qu'à tout $\omega_n > \varepsilon > 0$ on peut faire correspondre $\delta > 0$ tel que, pour $\overline{MQ} < \delta$, on ait

$$R_n(Q) \geqq \sqrt{R_n(M)^2 + \overline{MQ}^2 - 2 R_n(M) \overline{QM} \cos(\omega_n - \varepsilon)},$$

d'où la proposition 2°.

Le cas $n = \infty$ découle du précédent en remarquant que $R_\infty(B)$ est le rayon de la sphère minimum de centre B sur laquelle se trouve au moins un point s avec $p_s = \infty$, et que l'ensemble des points pour lesquels $p_s = \infty$ est fermé.

2. Un autre principe général qui m'a servi à l'étude des singularités est

Théorème II. — *Soit* S *un ensemble fermé dans l'espace à* N *dimensions. Soit* R(B) *la distance du point* B *à l'ensemble* S. *Soit* M *un point d'accumulation de* S; MX *est appelé un rayon d'accumulation de* S *en* M *si, pour tout* $\rho > 0$ *et tout* $\varepsilon > 0$, *le nombre de points s, dans la sphère de rayon* ρ *autour de* M, *pour lesquels* $\sphericalangle s MX < \varepsilon$, *est infini. Désignons par* $\varphi(M)_{MA} = \varphi$ *l'angle minimum entre* MA *et tous les rayons d'accumulation de* S *en* M.

Soit Q *un point de la demi-droite* MA. *Alors on a, pour* $\pi \geqq \varphi \geqq \pi/2$,

$$\lim_{Q \to M} \frac{R(Q) - R(M)}{\overline{MQ}} = \lim_{Q \to M} \frac{R(Q)}{\overline{QM}} = 1$$

et, pour $\pi/2 > \varphi \geqq 0$,

$$\liminf_{Q \to M} \frac{R(Q) - R(M)}{\overline{MQ}} = \liminf_{Q \to M} \frac{R(Q)}{\overline{MQ}} = \sin\varphi.$$

Démonstration. — Le cas $\varphi = \pi/2$ découle de $R(Q) \leqq \overline{MQ}$ et du fait qu'à tout $\varepsilon > 0$ on peut faire correspondre $\delta > 0$ tel que pour $\overline{MQ} < \delta$ on ait

$$R(Q) \geqq \overline{QM} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \varepsilon\right).$$

Le cas $\varphi < \pi/2$ découle de ce que : 1° à tout $\varphi > \varepsilon > 0$, on peut faire correspondre $\delta > 0$ tel que pour $\overline{MQ} < \delta$, on ait $R(Q) \geqq \overline{MQ} \sin(\varphi - \varepsilon)$; 2° il existe une suite $Q_n \to M$ pour laquelle $R(Q_n) \leqq \overline{MQ}_n \sin(\varphi + \varepsilon)$ ($\pi/2 - \varphi > \varepsilon > 0$ arbitrairement petit). L'existence de cette suite découle du

LEMME. — *Pour que* MX *soit une direction d'accumulation de* S *en* M, *il faut et il suffit qu'il existe une suite de sphères de rayons* ε_n *et de centres* X_n *sur la demi-droite* MX *tel que (pour* $n \to \infty$) $\overline{MX}_n \to 0$ *et* $\varepsilon_n/\overline{MX}_n \to 0$, *et que chacune de ces sphères contienne au moins un point de* S.

Pour appliquer ce lemme, il suffit de choisir $\overline{MQ}_n = \overline{MX}_n/\cos\varphi$.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Propriétés extrémales des séries de Fourier transformées par des suites absolument monotones.* Note [1] de M. **Béla de Sz. Nagy**, présentée par M. Gaston Julia.

Considérons la classe C_m, $m \geqq 1$, des fonctions $f(x)$ périodiques de période 2π, bornées en module par 1, intégrables, et dont la série de Fourier commence par des termes en $\cos mx$ et $\sin mx$,

$$(1) \qquad f(x) \sim \sum_{k=m}^{\infty} (a_k \cos kx + b_k \sin kx).$$

Soit $\lambda(m)$, $\lambda(m+1)$, ... une suite (i) absolument monotone et (ii) tendant vers 0. Alors la transformée de (1), c'est-à-dire la série

$$(2) \qquad \sum_{k=m}^{\infty} \lambda(k).(a_k \cos kx + b_k \sin kx),$$

(1) Séance du 7 mars 1938.

est la série de Fourier d'une fonction continue $f^*(x)$. *Nous montrerons qu'on a l'inégalité*

$$(3) \qquad |f^*(x)| \leqq (\operatorname{sgn}\cos mx)^*_{x=0} = \frac{4}{\pi}\sum_{\nu=0}^{\infty}\frac{(-1)^\nu}{2\nu+1}\lambda(2\nu m+m).$$

Si, de plus, $(iii)\ \sum_{k=m}^{\infty} k^{-1}\lambda(k)$ converge, alors la série conjuguée de (2) est la série de Fourier d'une fonction continue $\overline{f^*(x)}$. *Nous montrerons que*

$$(4) \qquad |\overline{f^*}(x)| \leqq -\overline{(\operatorname{sgn}\sin mx)}^*_{x=0} = \frac{4}{\pi}\sum_{\nu=0}^{\infty}\frac{1}{2\nu+1}\lambda(2\nu m+m).$$

En posant $\lambda(k)=k^{-n}$, on retrouvera comme cas particuliers des théorèmes de MM. H. Bohr, S. Bernstein et J. Favard ([2]).

On sait d'abord que (i) et (ii) entraînent l'existence d'une fonction monotone $p(s)$, telle que

$$\lambda(k) = \int_0^1 s^{k-m}\,dp(s) \qquad (k=m,\ m+1,\ m+2,\ \ldots),$$

et que $p(1-0)=p(1)$. On en déduit alors ([3]) que (2) est la série de Fourier d'une fonction continue $f^*(x)$ et que

$$f^*(x) = \frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} f(x+y)\,\mathrm{F}(y)\,dy,$$

où $\mathrm{F}(y)$ est une fonction sommable définie pour $y \neq 0$ par

$$\mathrm{F}(y) = \sum_{k=m}^{\infty}\lambda(k)\cos ky = \sum_{k=m}^{\infty}\int_0^1 s^{k-m}\cos ky\,dp(s)$$
$$= \int_0^1 \mathrm{D}(s,y)\,[\cos my - s\cos(m-1)y]\,dp(s)$$

[avec $\mathrm{D}(s,y) = (1 - s\cos y + s^2)^{-1}$], l'intégration terme à terme se véri-

---

([2]) H. Bohr, *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 1276, *Prace Mat. Fiz.*, **43**, 1935, p. 273; S. Bernstein, *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 1900; J. Favard, *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 273, *Mat. Tidsskrift*, B, 1936, p. 81; B. de Sz. Nagy et A. Strausz, *Mat. és Term.-tud. Értesítő* (sous presse). La méthode réelle adoptée ici est analogue à celle employée par M. Favard.

([3]) Cf. par exemple A. Zygmund, *Trigonometrical Series*, p. 100-112.

fiant sans peine. Quelles que soient les constantes A_μ, on peut écrire

$$(5)\qquad f^*(x)=\frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi}f(x+y)\left[F(y)+\frac{1}{2}A_0+\sum_{\mu=1}^{m-1}A_\mu\cos\mu y\right]dy.$$

Posons en particulier pour $0\leqq\mu\leqq m-1$,

$$A_\mu=\sum_{\nu=1}^{\infty}(-1)^{\nu-1}[\lambda(2\nu m+\mu+\lambda(2\nu m-\mu)]=\int_0^1\frac{s^\mu+s^{-\mu}}{s^m+s^{-m}}dp(s),$$

alors nous obtenons par un calcul simple

$$\varphi(y)=F(y)+\frac{1}{2}A_0+\sum_{\mu=1}^{m-1}A_\mu\cos\mu y=\cos my\int_0^1 D(s,y)\frac{1-s^2}{1+s^{2m}}dp(s).$$

On déduit alors de (5)

$$(6)\qquad |f^*(x)|\leqq\frac{1}{\pi}\left|\int_{-\pi}^{\pi}f(x+y)\varphi(y)\,dy\right|\leqq\frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi}|f(x+y)|\,|\varphi(y)|\,dy$$
$$\leqq\frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi}|\varphi(y)|\,dy=\frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi}(\operatorname{sgn}\cos my)\,\varphi(y)\,dy.$$

La dernière intégrale est, pour (5), égale à la valeur de la fonction au point $x=0$ [1], ce qui fournit (3).

Si la condition (*iii*) se trouve aussi satisfaite, alors la fonction

$$G(y)=\sum_{k=m}^{\infty}\lambda(k)\sin ky=\int_0^1 D(s,y)[\sin my-s\sin(m-1)y]\,dp(s)$$

est aussi sommable; la fonction

$$(7)\qquad \bar{f}^*(x)=-\frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi}f(x+y)\left(G(y)+\sum_{\mu=1}^{m-1}B_\mu\cos\mu y\right)dy$$

est continue et sa série de Fourier est la conjuguée de (2). En posant

$$B_\mu=\sum_{\nu=1}^{\infty}[\lambda(2\nu m+\mu)-\lambda(2\nu m-\mu)]=\int_0^1\frac{s^\mu-s^{-\mu}}{s^m-s^{-m}}dp(s).$$

---

[1] Ici nous utilisons le fait que la fonction $(\operatorname{sgn}\cos mx)^*$ est la limite de sa série de Fourier (voir lemme page 58 du livre de M. Zygmund).

nous obtenons

$$\psi(y) = G(y) + \sum_{\mu=1}^{m-1} B_\mu \sin \mu y = \sin m y \int_0^1 D(s, y) \frac{1 - s^2}{1 - s^{2m}} dp(s).$$

d'où $|\psi(y)| = (\operatorname{sgn} \sin m y)\,\psi(y)$. On déduit alors (4) de (7), comme (3) de (6).

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les directions de Borel des fonctions méromorphes d'ordre fini supérieur à 1/2.* Note de M. **Kwok-Ping Lee**, présentée par M. Émile Borel.

Dans cette Note je donne quelques résultats qui complètent un théorème de M. Valiron sur la distribution des valeurs des fonctions méromorphes d'ordre fini ρ supérieur à 1/2 (¹).

$f(z)$ étant une fonction méromorphe d'ordre fini ρ, et $T(r)$ sa fonction caractéristique, d'après M. Valiron, on peut construire des fonctions continues $V(r)$ ayant les propriétés suivantes :

$$(E)\quad \begin{cases} \lim\limits_{r\to\infty} \dfrac{V(hr)}{V(r)} = h^\rho \quad (h \text{ positif arbitraire}); \\ \lim\limits_{r\to\infty} \dfrac{\log V(r)}{\log r} = \rho; \\ \qquad V(r) \geqq T(r); \\ \overline{\lim\limits_{r\to\infty}} \dfrac{T(r)}{V(r)} = 1. \end{cases}$$

Par exemple, $\rho(r)$ étant un ordre précisé de $f(z)$, la fonction $r^{\rho(r)}$ est une fonction $V(r)$.

On désigne par $n(r, \alpha, A)$ le nombre des zéros de $f(z) - \alpha$ dans le domaine commun à l'angle A ayant son sommet à l'origine et au cercle $|z| \leqq r$, et l'on pose

$$N(r, \alpha, A) = \int_0^r \frac{n(r, \alpha, A) - n(0, \alpha, A)}{r} dr + n(0, \alpha, A) \log r.$$

Théorème I. — *Soient $f(z)$ une fonction méromorphe d'ordre fini $\rho > 1/2$, $V(r)$ une fonction continue ayant les propriétés (E). Supposons que pour un*

(¹) *Acta Math.*, 47, 1926, p. 137, Théorème VI.

angle A *de sommet à l'origine et de mesure* $\pi/k(1/2 < k < \rho)$, *on a*

$$\overline{\lim_{r \to \infty}} \frac{N(r, a, A)}{V(r)} = \beta > 0,$$

pour une valeur de a. Alors, il existe une suite R_p *de nombres positifs* $\lim_{p \to \infty} R_p = \infty$, *telle que, pour un angle* B *quelconque contenant* A *et de sommet à l'origine, on a*

$$n[S(p, B), c] > K(\rho, B) V(R_p),$$

pour toutes les valeurs de c dans un certain cercle (σ) *de rayon* $1/2$ *sur la sphère de Riemann, où* $n[S(p, B), c]$ *désigne le nombre des zéros de* $f(z) - c$ *dans le domaine* $S(p, B)$ *commun à l'angle* B *et à la couronne* $R_p/(1+\lambda) \leq z \leq R_p$, λ *étant une constante positive convenablement choisie.*

Ce théorème est démontré en modifiant une méthode donnée par M. Valiron (*loc. cit.*). A partir de ce théorème, et en appliquant un théorème de M. Rauch ([2]), on obtient le suivant :

THÉORÈME II. — *Soient* $f(z)$ *une fonction méromorphe d'ordre fini* $\rho > 1/2$, $V(r)$ *une fonction continue ayant les propriétés* (E). *Supposons que pour un angle* A *de sommet à l'origine et de mesure* $\pi/k\,(1/2 < k < \rho)$, *on a*

$$\overline{\lim_{r \to \infty}} \frac{N(r, a, A)}{V(r)} = \beta > 0$$

pour une valeur de a. Alors dans tout angle B' *contenant* A *et de sommet à l'origine, il existe au moins une direction* D *issue de l'origine, telle que, pour un angle* Ω *arbitrairement petit de sommet à l'origine et de bissectrice* D, *on a*

$$\overline{\lim_{r \to \infty}} \frac{n(r, \pi, \Omega)}{V(r)} > 0$$

pour tous les éléments π, *sauf deux au plus, de la famille* $H(\eta, f)$ *comprenant toutes les constantes et toutes les fonctions* $\pi(z)$ *méromorphes non constantes vérifiant la condition*

$$T(r, \pi) < \eta(r) V(r), \qquad \lim_{r \to \infty} \eta(r) V(r) = \infty,$$

$\eta(r)$ *étant un infiniment petit; où* $n(r, \pi, \Omega)$ *désigne le nombre des zéros de* $f(z) - \pi$ *dans le domaine commun à l'angle* Ω *et au cercle* $|z| \leq r$.

([2]) *Journ. de Math.*, 9e série, **12**, 1933, p. 133.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les points singuliers d'une série de Taylor extérieurs au cercle de convergence.* Note de M. **Carlos Biggeri**, présentée par M. Paul Montel.

Soit $f(z)$ la fonction analytique dont l'élément à l'origine est

$$\sum_{n=0}^{\infty} a_n z^n. \tag{1}$$

Supposons que le rayon de convergence de la série (1) soit fini et plus grand que zéro et, en outre, que sa circonférence de convergence ne soit pas une coupure. Soit σ un arc de cette circonférence formé de points *réguliers* pour $f(z)$ et (Δ) un domaine fini formé de points *extérieurs* au cercle de convergence et dont la frontière contient l'arc σ. Je me propose de donner une *condition suffisante pour reconnaître, étant donnée la suite* $\{a_n\}$ *des coefficients de la série* (1), *s'il existe un point singulier de* $f(z)$ *appartenant à* (Δ). Appelons ρ un nombre, d'ailleurs arbitraire, tel que le domaine (Δ) soit complètement intérieur au cercle $|z| < \rho$.

Théorème. — *Soit* $g(z)$ *une fonction entière ou une fonction analytique dont le rayon d'holomorphie relatif à l'origine est au moins* ρ. *Soit* $\mathcal{C}$ *une courbe fermée entourant l'origine et complètement intérieure au cercle* $|z| < \rho$. *Appelons* $\mathfrak{M} \equiv \mathfrak{M}(\mathcal{C})$ *le maximum de la fonction* $|g(z)/z|$ *le long de la courbe* $\mathcal{C}$. *Posons*

$$J \equiv J[g(z)] \equiv \overline{\lim_{n \to \infty}} \sqrt[n]{\left| \sum_{p=0}^{n} \frac{a_{n-p}}{p!} D_{z=0}^{(p)}[g^n(z)] \right|}.$$

Alors, s'il existe une courbe $\mathcal{C}$ *pour laquelle on ait*

$$\mathfrak{M} < J, \tag{2}$$

égalité exclue, la fonction $f(z)$ *possède nécessairement un point singulier sur la courbe* $\mathcal{C}$ *ou à son intérieur.*

Un cas particulier, utile pour les applications, est obtenu en prenant

$$g(z) = \frac{1}{\rho - z};$$

alors, l'expression J se transforme en

$$J_1 \equiv J_1(\rho) \equiv \frac{e}{\rho} \overline{\lim_{n \to \infty}} \left[\frac{1}{n} \sqrt[n]{\left| \sum_{p=0}^{n} \rho^{-p} \frac{(n+p)!}{p!} a_{n-p} \right|} \right],$$

et la condition (2) dans la suivante

$$m.J_1 > 1,$$

$m \equiv m(\mathcal{C})$ étant le minimum de la fonction $|z(z-\rho)|$ le long de la courbe $\mathcal{C}$. En prenant une suite convenable de courbes $\mathcal{C}$ (pourvu que celles-ci ne soient pas des circonférences $|z| = \text{const.}$ parce que, alors, le théorème ne donnerait rien à l'égard des singularités extérieures), on peut élucider dans une certaine mesure la nature d'un point extérieur au cercle de convergence, *étant donné la suite* $\{a_n\}$.

La démonstration du théorème s'obtient par une application de la série de Lagrange.

En effet, supposons que tous les points du domaine fermé limité par la courbe $\mathcal{C}$ soient *réguliers* pour $f(z)$.

Pour chaque courbe $\mathcal{C}$, prenons un nombre α qui peut être constant ou varier avec la courbe $\mathcal{C}$, tel que

(3) $$|\alpha|.\mathfrak{M} < 1.$$

Considérons la fonction

$$G(z) \equiv z - \alpha g(z),$$

qui est holomorphe dans le cercle $|z| < \rho$. Sous la condition (3), il existe un zéro et un seul de $G(z)$ à l'intérieur de $\mathcal{C}$, soit ζ. Écrivons la série de Lagrange

(4) $$\frac{f(\zeta)}{G'(\zeta)} = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha^n \frac{D_{z=0}^{(n)}[f(z).g^n(z)]}{n!}.$$

Le rayon de convergence de la série (4) est $1/J$. D'autre part, d'après la démonstration même de la formule de Lagrange, on voit que la série (4) converge pour *toute valeur de* α *satisfaisant à* (3), d'où

$$\mathfrak{M} \geqq J,$$

donc, s'il existe une courbe $\mathcal{C}$ telle que

$$\mathfrak{M} < J,$$

la fonction $f(z)$ *possède un point singulier dans le domaine fermé limité par la courbe* $\mathcal{C}$.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur une méthode d'établissement des équations de l'hydrodynamique.* Note de MM. **Georges Dedebant, Michel Kiveliovitch, Philippe Wehrle**, présentée par M. Henri Villat.

Nous désignerons par (u, v, w) la vitesse d'une molécule; par (u_0, v_0, w_0) la vitesse d'ensemble du gaz; par $(u' = u - u_0;\ v' = v - v_0;\ w' = w - w_0)$ la vitesse d'agitation d'une molécule; par (X, Y, Z) les composantes de la force extérieure par unité de volume; par $f(x, y, z, u', v', w', t)$ la fonction de distribution des vitesses d'agitation supposée variable de point en point et avec le temps.

La méthode classique pour établir les équations de l'hydrodynamique dans la théorie cinétique des gaz [cf. Boltzmann (1)] consiste :

1° à former des *équations de transfert* dans lesquelles figurent les moyennes de certaines fonctions des composantes des vitesses d'agitation;

2° à déterminer la fonction de distribution, en résolvant l'équation intégro-différentielle de Boltzmann $d/dt(\nu f) = \Delta(\nu f)$, où

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial x} + v\frac{\partial}{\partial y} + w\frac{\partial}{\partial z} + X\frac{\partial}{\partial u} + Y\frac{\partial}{\partial v} + Z\frac{\partial}{\partial w},$$

$\Delta(\nu f)$ représente le bilan des entrées et des sorties des molécules d'une cellule de l'espace généralisé, par suite des chocs.

3° à expliciter les moyennes qui figurent dans les équations du transfert, grâce à la connaissance de la fonction de distribution.

La méthode dont il s'agit ici consiste :

1° à prendre comme fonction de distribution f, dans un état dérangé, le développement suivant :

(1) $$\nu f = \nu_0 f_0 + \tau\left(\frac{d(\nu f)}{dt}\right)_{t=t_0} + \frac{\tau^2}{1.2}\left(\frac{d^2(\nu f)}{dt^2}\right)_{t=t_0} + \ldots,$$

où

$$f_0 = \left(\frac{k}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-kC'^2} \qquad (C'^2 = u'^2 + v'^2 + w'^2),$$

τ est une constante ayant la dimension d'un temps; $1/k$ le module de distribution, variable avec (x, y, z, t); ν la densité moléculaire $= \rho/m$; m masse d'une molécule).

---

(1) *Leçon sur la théorie des gaz*, 1, Chap. III.

2° à soumettre f aux conditions suivantes :

$$\text{(A)} \qquad \int_{-\infty}^{+\infty}{}_3 \nu f\, d\omega' = \int_{-\infty}^{+\infty}{}_3 \nu_0 f_0\, d\omega' = \nu_0 \qquad (d\omega' = du'\, dv'\, dw'),$$

$$\text{(B, C, D)} \qquad \int_{-\infty}^{+\infty}{}_3 \nu f \begin{Bmatrix} u' \\ v' \\ w' \end{Bmatrix} d\omega' = \int_{-\infty}^{+\infty}{}_3 \nu_0 f_0 \begin{Bmatrix} u' \\ v' \\ w' \end{Bmatrix} d\omega' = 0,$$

$$\text{(E)} \quad \frac{m}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}{}_3 \nu f C'^2\, d\omega' = \frac{m}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}{}_3 \nu_0 f_0 C'^2\, d\omega' = \frac{3 m \nu_0}{2k} = \frac{3}{2} m \nu_0 RT = \frac{3}{2} m \nu_0 \frac{p}{\rho}.$$

(R, constante des gaz parfaits; T, température absolue; p, la pression et ρ la densité du gaz).

En substituant le développement (I) de f dans les équations (A, B, C, D, E) on obtient, en première approximation en négligeant les termes à partir de τ^2,

$$\text{(A}_1\text{)} \qquad \frac{d_0(\log \rho)}{dt} + \text{div.}(u_0, v_0, w_0) = 0 \qquad \text{(équation de continuité)}$$

$$\left(\frac{d_0}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial x} + v_0 \frac{\partial}{\partial y} + w_0 \frac{\partial}{\partial z}\right),$$

$$\text{(B}_1, \text{C}_1, \text{D}_1\text{)} \quad P \equiv \frac{d_0 u_0}{dt} - X + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad \text{et deux analogues } Q = 0,\ R = 0$$

(équations du mouvement d'un fluide parfait)

et

$$\text{(E}_1\text{)} \quad \frac{d_0}{dt}(p^3 \rho^{-5}) = 0; \quad p^3\rho^{-5} = \text{const.} \quad \text{(équation de Poisson pour les gaz monoatomiques).}$$

Deuxième approximation. — En prenant les trois premiers termes du développement et en négligeant dans les formules (A, B, C, D) les termes du second degré par rapport aux gradients macroscopiques, considérés comme négligeables devant les autres termes, on obtient pour (A_2) de nouveau l'équation de continuité. Les équations (B_2, C_2 et D_2) vont devenir, en posant $\tau p / 2\rho = \varkappa$, coefficients de viscosité cinématique,

$$\frac{d_0 u_0}{dt} - X + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \varkappa \Delta u_0 + \frac{\varkappa}{3}\frac{\partial \theta}{\partial x} = 0,$$

$$[\theta \equiv \text{div}(u_0, v_0, w_0)], \qquad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

et deux analogues. Ce sont les équations de Navier-Stokes.

Pour l'équation d'énergie on obtient

$$(E_2)\qquad -\frac{3}{2}\rho\frac{d_0 T}{dt}+\rho T\theta+\sum\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{15}{4}\mathcal{R}\frac{\partial T}{\partial x}\right)$$
$$+\frac{\varkappa\rho}{2}\left\{2\left[\left(\frac{\partial u_0}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial v_0}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial w_0}{\partial z}\right)^2\right]-\frac{2}{3}\theta^2+\sum\left(\frac{\partial u_0}{\partial y}+\frac{\partial v_0}{\partial x}\right)^2\right\}=0.$$

$\mathcal{R}$, coefficient de viscosité $=\varkappa\rho$.

Si la vitesse d'ensemble est nulle, en comparant la formule (E_2) à l'équation de Fourier,

$$\rho C_v\frac{dT}{dt}=\sum\frac{\partial}{\partial x}\left(\mathcal{L}\frac{\partial T}{\partial x}\right)$$

($\mathcal{L}$ coefficient de conductibilité calorifique; C_v chaleur spécifique à volume constant), on trouve le rapport du coefficient de conductibilité au coefficient de viscosité $\mathcal{L}/\mathcal{R}=(5/2)\,C_v$.

Fonction dissipative. — La fonction dissipative peut être retrouvée en première approximation par la formule

$$\tau^2\int_{3}^{+\infty}\!\!\!\!\!\!_{-\infty}\rho_0 f_0\left[\frac{d[\log(\rho_0 f_0)]}{dt}\right]^2 d\omega'$$
$$=\frac{4\mathcal{R}^2\rho}{p^2}\left\{2\left[\left(\frac{\partial u_0}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial v_0}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial w_0}{\partial z}\right)^2\right]+\sum\left(\frac{\partial u_0}{\partial y}+\frac{\partial v_0}{\partial x}\right)^2-\frac{2}{3}\theta^2+\frac{5R}{T}\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2\right\}.$$

La formule correspondante de Boltzmann, donnée dans la traduction française de ses *Leçons sur la théorie des gaz* (1, 1902, p. 182), contient des erreurs de dimensions et de coefficients.

AÉRODYNAMIQUE. — *Méthode expérimentale pour l'étude en soufflerie de l'interaction au sol.* Note [1] de M. **Louis Viaud**, présentée par M. Henri Villat.

Dans l'étude en soufflerie de l'interaction au sol, celui-ci devrait être représenté par un *tapis roulant* se déplaçant à la même vitesse que le courant d'air. Ce tapis roulant étant d'une réalisation et surtout d'une utilisation difficile, on est amené à utiliser des méthodes approchées. La plus simple, celle du plancher fixe, présente les inconvénients suivants :

Au-dessus du plancher, la présence de la couche limite due au frotte-

---

[1] Séance du 28 février 1938.

ment crée une perturbation très sensible dès que l'obstacle se trouve placé assez loin du bord d'attaque du plancher. Si, pour éviter cet inconvénient, on place l'obstacle plus près du bord d'attaque, c'est-à-dire dans une région où la couche limite est négligeable, il devient pratiquement impossible d'éviter une déformation du plan d'écoulement représentatif du sol, cette déformation étant due à la dissymétrie créée par l'obstacle.

Pour éviter ces inconvénients, nous proposons la méthode suivante :

placer un plancher mince parallèlement au courant général;

placer symétriquement par rapport au plancher l'obstacle et un obstacle *image*, les bords d'attaque des obstacles et du plancher étant sensiblement dans un même plan.

Pour réaliser la première condition, nous avons utilisé un plancher en

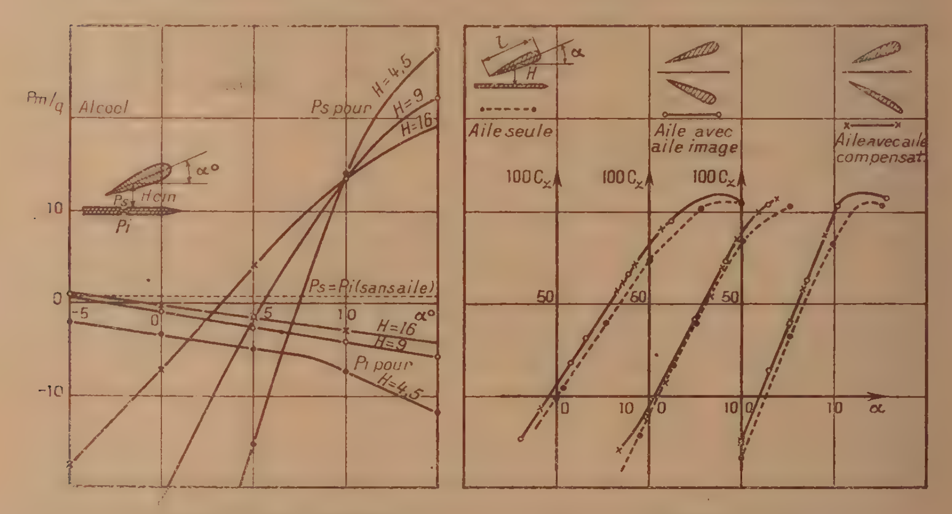


Fig. 1. — Variation des pressions statiques.

Fig. 2. — Courbes unitaires de Cz.

duralumin de 4^{mm} d'épaisseur dans lequel nous avions placé deux prises de pressions statiques situées au-dessus et au-dessous à 10^{cm} du bord d'attaque. Nous amenions l'égalité des pressions et admettions alors que le plancher était parallèle au courant général. Nous avons trouvé que cette égalité avait lieu pour une inclinaison de $0°,8$, représentant l'ascendance du courant en cet endroit.

Nous avons ensuite placé à différentes altitudes une aile rectangulaire à profil épais biconvexe symétrique ($L = 830^{mm}$, $l = 180^{mm}$), son bord d'attaque étant à l'aplomb du bord d'attaque du plancher. La figure 1

montre comment varient les pressions statiques en fonction de l'angle d'incidence de l'aile. Le fait que la pression inférieure varie montre que le champ au-dessous du plancher est perturbé, ce qui est contraire, comme nous l'avons vu, à l'hypothèse de la présence d'un sol.

Pour supprimer cette perturbation, nous avons alors placé une aile *image* de la précédente au-dessous du plancher; et dans ces conditions nous avons pu ramener l'égalité des pressions statiques. Cette égalité obtenue, nous avons mesuré la poussée sur l'aile supérieure et nous avons comparé sa valeur à celle obtenue, l'aile supérieure étant seule. La figure 2 montre l'écart entre les résultats.

La méthode proposée diffère de la méthode classique dite de l'*image* en ce qui concerne les points suivants :

a. Le plancher joue le même rôle que celui du *demi-plancher arrière* déjà préconisé par M. Gruson (²) pour empêcher aux grands angles l'interférence des tourbillons de l'aile et de son image et constitue donc une amélioration de la méthode de l'image simple.

b. L'aile *image* n'a plus pour but de créer avec l'aile réelle un plan de symétrie figurant le sol, celui-ci étant déjà matérialisé par le plancher; il ne sera par conséquent pas nécessaire d'avoir une symétrie rigoureuse des deux ailes toujours délicate à obtenir. Nous avons vérifié en effet que :

1° La poussée et la traînée sur l'aile supérieure restaient constantes pour des variations d'incidence de l'aile inférieure pouvant atteindre 10°.

2° Si l'on remplace l'aile image par une aile quelconque ($L = 720^{mm}$, $l = 200^{mm}$, profil plan convexe mince), il est possible de ramener aussi l'égalité des pressions statiques, à la condition toutefois que la surface convexe de cette aile *compensatrice* soit tournée vers l'aile étudiée. On constate alors que la poussée sur l'aile supérieure a les même valeurs que lorsqu'on a une aile image rigoureuse comme le montre la figure 2.

PHYSIQUE SOLAIRE. — *Sur la vitesse de rotation des protubérances solaires, déduite de leurs passages successifs au méridien central de l'astre.* Note de M. et Mme **Lucien d'Azambuja**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Les protubérances sont, avec les taches, les seuls phénomènes solaires assez stables pour se prêter à des mesures de position sur un intervalle de

(²) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 473.

temps comprenant au moins deux apparitions successives dans l'hémisphère tourné vers la Terre : les valeurs de la vitesse angulaire de rotation qui en sont déduites atteignent ainsi une précision élevée.

Des très nombreuses mesures effectuées sur les taches il résulte que leur vitesse angulaire sidérale par 24 heures, ξ, sur un parallèle de latitude héliographique φ, est bien représentée par la formule

$$\xi = 14^\circ{,}37 - 2^\circ{,}70 \sin^2 \varphi \quad (^1)$$

qui s'applique aux latitudes comprises entre $\pm 35^\circ$, au delà desquelles les taches ne se montrent presque jamais.

Les mesures sur les protubérances n'ont été abordées pratiquement qu'à partir du moment où le progrès des méthodes spectrohéliographiques a permis d'observer ces objets en projection sur le disque solaire, où ils offrent l'aspect de *filaments sombres*, longs et, en général, bien définis. Les filaments ne sont pas, comme les taches, confinés dans les zones équatoriales : mais, aux latitudes supérieures à 40°, ils sont dirigés à peu près suivant les parallèles, de sorte que la valeur de ξ, qui se déduit habituellement du temps écoulé entre deux passages au méridien central de l'intersection d'un filament avec un parallèle donné, devient impossible à déterminer, par ce procédé tout au moins.

En 1911, J. Evershed (²), puis H. Deslandres et L. d'Azambuja (³) ont effectué quelques mesures sur des filaments isolés. Mais le premier travail d'ensemble a été entrepris par L. d'Azambuja en 1923 (⁴), à partir des mesures faites sur les spectrohéliogrammes de Meudon pour établir les cartes synoptiques de la chromosphère. Il détermina ainsi, entre les parallèles $\pm 40^\circ$, les vitesses de rotation de tous les filaments stables observés en 1919 sur les images du calcium ionisé (K_3) et celles d'un filament très remarquable de 1922. Le travail concluait que ces phénomènes ont une vitesse équatoriale très voisine de celle des taches, avec un ralentissement polaire peut-être un peu moins marqué.

Depuis, T. Royds (⁵), puis G.V. Krishnaswami (⁶), utilisant les images

(¹) D'après l'ensemble des résultats de Greenwich, sur les cinq dernières périodes undécennales.

(²) *The Astrophysical Journal*, 33, 1911, p. 1.

(³) *Comptes rendus*, 153, 1911, p. 442.

(⁴) *Comptes rendus*, 176, 1923, p. 950.

(⁵) *Kodaikanal Observatory Bulletin*, n° 89, 1930.

(⁶) *Kodaikanal Observatory Bulletin*, n° 93, 1931.

de l'hydrogène (H_α) obtenues à Kodaikanal, le premier, sur une période de quatre ans (1926-1929), le second, sur un intervalle plus long (1918-1925), mais en se limitant aux filaments très voisins de l'équateur, ont confirmé dans l'ensemble les résultats précédents.

Il nous a paru intéressant néanmoins de continuer l'étude commencée à Meudon en 1923 et, avec les mêmes documents, de l'étendre à un cycle undécennal complet (1919-1930). Dans cette période, le catalogue joint aux cartes synoptiques mentionne, entre $\pm 40°$, 352 filaments mesurables ayant eu au moins deux passages au méridien central. Ce nombre élevé a permis d'écarter tous ceux qui n'étaient pas *très* stables et d'en retenir cependant 118, qui ont fourni 305 déterminations de la vitesse, certains d'entre eux sur un intervalle de plus de cinq rotations. Au cours du travail, il est apparu en outre que les filaments de latitude élevée, orientés suivant les parallèles, possédaient parfois, pendant plusieurs rotations également, une stabilité suffisante pour que les retours successifs de leur centre de figure au méridien central fournissent des indications intéressantes sur leur vitesse de rotation. Cette nouvelle méthode, moins précise que la précédente évidemment, nous a donné 16 valeurs de la vitesse, entre 40° et 70°. Le tableau suivant résume, sans distinction entre les hémisphères Nord et Sud, pour lesquels aucune différence systématique n'a été relevée, les résultats obtenus par les deux procédés.

φ	0°.	5.	10.	15.	20.	25.	30.	35.	40°.
ξ	14°,40	14,43	14,37	14,35	14,24	14,14	14,01	13,79	13,63
Nombre de déterminations	13	22	31	42	56	54	49	25	13

φ	42°.	52.	56.	61.	70°.
ξ	13°,53	13,24	12,87	12,96	12,24
Nombre de déterminations	3	5	1	6	1

La moyenne des écarts individuels, pour les déterminations comprises entre 0° et 40°, est de 0°,09, à peu près identique à celle que donnent les mesures faites sur les taches.

Adaptée aux valeurs ci-dessus, la formule représentant la loi de rotation des taches devient

$$\xi = 14°,46 - 1°,94 \sin^2\varphi.$$

La considération du coefficient de $\sin^2\varphi$ montre que le ralentissement polaire est décidément plus petit pour les taches que pour les filaments. La différence ne peut, en aucune façon, être attribuée à un défaut de précision des mesures.

L'examen des résidus révèle d'autre part que la formule en $\sin^2\varphi$ n'est pas la mieux appropriée à la vitesse de rotation des filaments. En particulier, les observations ne paraissent admettre de point d'inflexion qu'à une latitude très supérieure à 45°.

Remarquons, en terminant, que les valeurs de ξ figurant dans la seconde partie du tableau précédent sont les premières que l'on obtienne au delà de 40° par la mesure directe d'objets se déplaçant sur le disque. Celles que l'on possède actuellement proviennent en effet de mesures spectroscopiques, dont la précision est très faible aux parallèles élevés et qui ne représentent pas aussi sûrement que les valeurs déduites des mesures de position la vitesse réelle des phénomènes entraînés dans la rotation des couches superficielles de l'astre.

OPTIQUE ASTRONOMIQUE. — *Sur un nouveau biréfringent et ses applications à la mesure des étoiles doubles.* Note de M. **Paul Muller**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Dans la description d'un micromètre que j'ai réalisé récemment [1], j'indiquais qu'on pouvait utiliser un prisme de Rochon ou de Wollaston. Mais ces prismes, dans cet usage et même dans l'usage qu'en a fait Rochon, présentent de graves inconvénients.

Je rappelle que le biréfringent, placé au foyer de la lunette, donne, d'une étoile, deux images dont on peut faire varier la distance linéaire dans le plan focal en déplaçant ce prisme, soit le long de l'axe optique (cas de la lunette de Rochon), soit normalement à cet axe (cas de mon appareil). Mais, comme le prisme donne une séparation angulaire des rayons, la distance des images varie avec la position du plan de visée du système oculaire. Tout changement de mise au point, même par effet d'accommodation et sans toucher à rien, fausse donc les mesures. Il est facile de calculer, pour un Rochon ou un Wollaston d'un angle de coupe courant, que l'erreur est loin d'être négligeable devant la précision requise. D'autre part, le cercle oculaire est dédoublé en deux cercles dont la distance des centres est une fraction importante du rayon, ce qui est un obstacle de principe sérieux aux applications photométriques.

C'est pourquoi j'ai cherché un biréfringent dont le dédoublement

[1] *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 961.

angulaire soit nul, mais qui conserve néanmoins l'effet utilisé dans mon micromètre. Les biréfringents appropriés à cet usage peuvent être classés et doivent être étudiés d'après la position des axes dans les deux prismes. Considérant la section principale, normale au plan de coupe et à la face d'entrée, les prismes possibles peuvent se ramener à deux types :

1° les prismes où les axes sont, l'un dans le plan de la section principale et incliné d'un angle quelconque sur la face d'entrée, l'autre normal au plan de cette section;

2° les prismes où les deux axes sont dans le plan de la section principale et font avec les faces d'entrée et de sortie les angles aigus φ et φ' quelconques.

Les prismes du premier genre comprennent en particulier ceux de Rochon et de Wollaston. Une étude très simple montre que les solutions se trouvent uniquement parmi les prismes du second genre et qu'on doit avoir

$$(1) \qquad \varphi = \varphi';$$

c'est-à-dire que les axes doivent être symétriques par rapport au rayon incident normal à la face d'entrée.

On peut montrer que les prismes de cette espèce jouissent de deux propriétés intéressantes. D'abord une onde plane parallèle à la face d'entrée traverse cette face, le plan de coupe et la face de sortie sans changer d'orientation; d'autre part la coïncidence des images se produit toujours pour le rayon qui traverse le milieu de la face d'entrée, donc au milieu de la course disponible qui se trouve ainsi totalement utilisée. Avec un biréfringent ordinaire, la position de la coïncidence dépend de la mise au point.

On montre enfin que, pour avoir l'effet optimum au point de vue qui nous intéresse, c'est-à-dire un grandissement (1) minimum, il faut prendre

$$(2) \qquad \varphi \text{ ou } \varphi' = 45^\circ.$$

On remarquera que les conditions (1) et (2) sont toutes deux indépendantes de l'angle de coupe p.

Par raison de simplicité, le prisme a été réalisé avec un angle de coupe de 45°, de sorte que les axes y sont parallèle et normal au plan de coupe. Son grandissement est conforme à la théorie et, substitué à l'ancien biréfringent dans le micromètre, il donne d'excellents résultats.

Je terminerai par deux remarques :

1° L'erreur introduite par les déplacements accidentels du faisceau par rapport au prisme est facile à supprimer en faisant suivre le biréfringent mobile d'un biréfringent semblable, fixe, et qui peut par conséquent être tout petit. Dans ces conditions, la distance des deux images d'une étoile ne dépend plus de la position du prisme principal par rapport au faisceau, mais de la position relative des deux prismes, c'est-à-dire finalement de la lecture du tambour divisé de la vis ([2]).

2° On peut rechercher de même les prismes qui, à l'inverse des précédents, ont un dédoublement angulaire sans présenter l'effet que j'utilise dans mon appareil. On trouve des solutions parmi les prismes des deux genres, qui cette fois dépendent de l'angle de coupe. Brendel, dans une étude ([3]) faite à propos du micromètre de Wellmann, n'avait trouvé que les solutions du premier genre, qui ont l'inconvénient d'être limitées aux angles de coupe inférieurs à 33° environ, donc à des dédoublements relativement faibles. C'est un prisme de ce type qu'il serait seul correct d'employer dans la lunette de Rochon pour ne pas risquer la superposition des deux effets.

HYDROLOGIE ET OCÉANOGRAPHIE. — *L'analyse des séries marégraphiques de la Norvège.* Note ([1]) de M. V. **Frolow**, présentée par M. Georges Perrier.

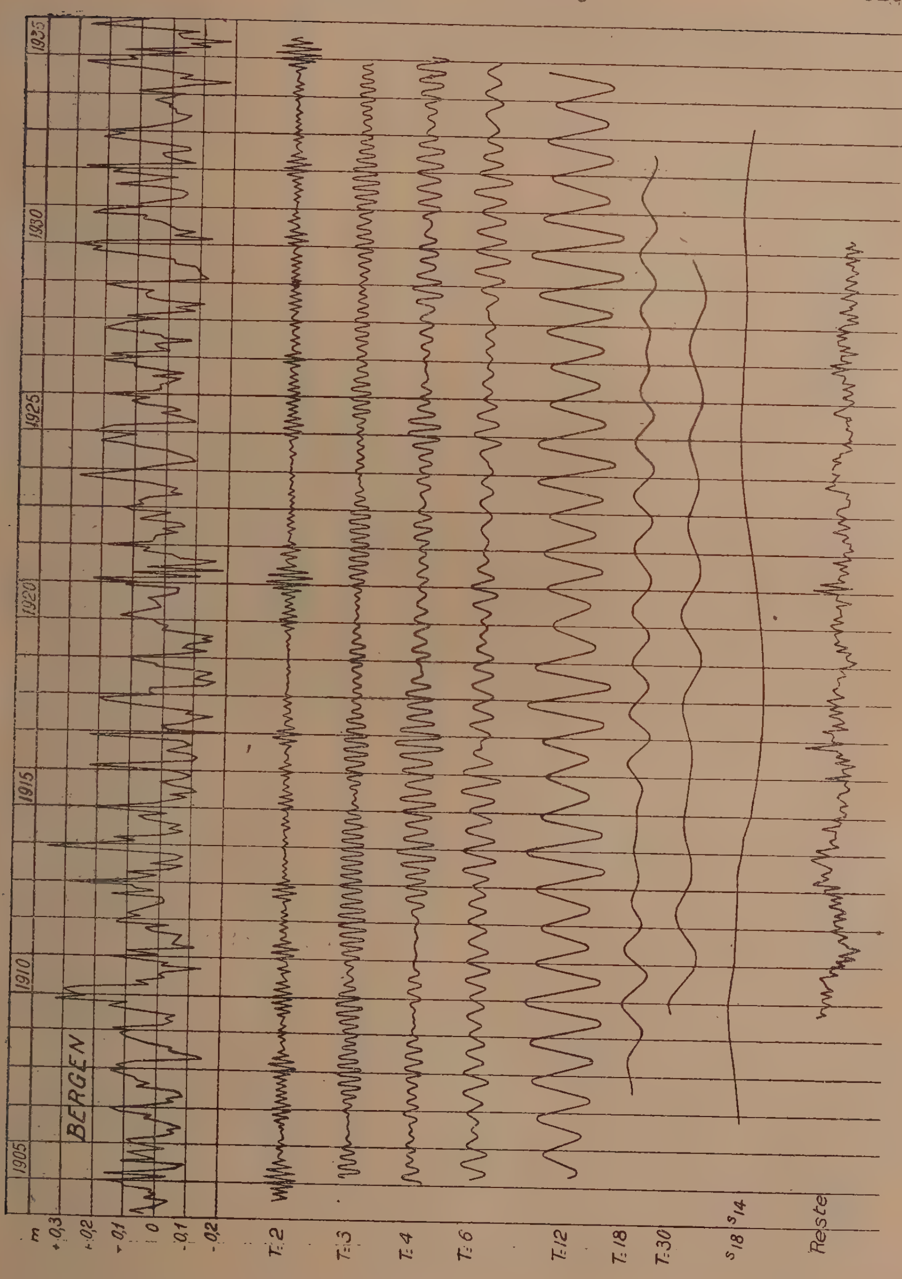
I. Les moyennes mensuelles des marégraphes de Narvik, Heimsjo, Nordfjord, Bergen, Stavanger, Tregde, Nevlunghavn, Oslo, qui m'ont été très courtoisement communiquées par M. K. S. Klingenberg (*Norges Geografiske Opmaling*), ont été analysées par la méthode de M. H. Labrouste. La série de Bergen, la plus longue, a été analysée complètement. Les composantes dégagées ont les périodes (T mois) et l'importance relative maximum (i pour 100) ci-dessous :

T	2	3	4	6	12	17	30
i	27,4	16,5	27,9	23,2	53,0	13,9	15,7

([2]) Je signale pour mémoire qu'une certaine combinaison de deux Wollaston identiques permet d'arriver au même résultat, mais les images sont très mauvaises et surtout la coïncidence est très loin du milieu du prisme.

([3]) *Beob. Ergebn. d. Kgl. Stw. zu* Berlin, 6, 1892, p. 11.

([1]) Séance du 7 mars 1938.


BERGEN
1905
1910
1915
1920
1925
1930
1935
m
+ 0,3
+ 0,2
+ 0,1
0
- 0,1
- 0,2
T: 2
T: 3
T: 4
T: 6
T: 12
T: 18
T: 30
s18 s14
Reste

Les composantes isolées peuvent être attribuées aux causes météorologiques, par l'intermédiaire de l'apport des fleuves. C'est ainsi que la composante annuelle a son maximum en hiver, coïncidant avec les crues des cours d'eau. Les mêmes composantes existent pour toutes les stations et l'ordre de grandeur de leur importance relative est partout approximativement le même.

2. En plus de ces composantes, les courbes de reconnaissance permettent de distinguer à Bergen la composante undécennale, son harmonique et, surtout celle de 18 ans. Les deux premières peuvent avoir une origine météorologique. L'amplitude de leur ensemble ne dépasse pas 10 pour 100 de l'écart des données extrêmes. La composante de 18 ans est déterminée par le mouvement des nœuds de la Lune; son importance relative est de l'ordre de 16 pour 100. La courbe de reconnaissance $s_{18}s_{11}$, représentée à l'échelle correspondant à $T = 18$ ans donne la résultante de ces trois dernières composantes. Son tracé général est dû à $T = 18$ ans et les ondulations secondaires à $T = 11,3$ et à son harmonique. A Bergen, la composante de 18 ans a la même phase qu'à Brest (²).

3. Le *reste* est déjà suffisamment réduit pour voir qu'il n'y a pas d'autres composantes importantes que celle de 4 ans environ dans la série de Bergen. La même remarque s'applique aux autres marégraphes. On voit aussi qu'il n'y a pas de mouvement relatif appréciable du continent par rapport à la mer. Le mouvement isostatique post glaciaire, semble terminé sur les côtes de la Norvège.

4. Les courbes de reconnaissance montrent que les composantes de période plus longues que 30 mois ont à Narvik une amplitude plus grande et une phase différente de ce que l'on observe aux autres stations. Entre Heimsjö et Tregde on trouve la même marche générale. Nevlunghavn et Oslo, enfin, forment un troisième groupe. On peut supposer que ces différences sont dues à la situation des marégraphes.

5. Les séries ne couvrent pas la même durée et la phase des composantes longues varie d'un groupe de marégraphes à l'autre. Aussi l'élévation du niveau moyen de la mer en direction du Nord, qui résultait de la comparaison des niveaux moyens, n'est peut-être qu'apparente, car la moyenne correspond aux différentes portions des sinusoïdes élémentaires, ce qui est suffisant pour faire apparaître des différences de niveau de quelques dizaines de centimètres.

(²) *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 908.

ACOUSTIQUE. — *Nouvelles propriétés de biréfringence des liquides soumis à des ultrasons.* Note de M. **René Lucas**, présentée par M. Paul Langevin.

L'observation de ces propriétés peut se faire ainsi : un faisceau de lumière polarisée rectilignement traverse une cuve ayant à sa base une lame piézoélectrique de quartz pouvant émettre des ondes ultrasonores dans le liquide garnissant la cuve.

Les rayons lumineux cheminant parallèlement à la face émettrice du quartz sont reçus par un nicol analyseur qui éteint le faisceau en l'absence d'ultrasons. On constate, avec certains liquides, une restitution de lumière lorsque le quartz émet des ultrasons. Si le plan de vibration de la lumière incidente est parallèle ou perpendiculaire à la direction de propagation des ultrasons aucune action optique ne se manifeste. L'effet optique est maximum lorsque les plans de section principale des nicols sont à 45° des plans d'ondes ultrasonores.

Conditions expérimentales. — Trajet optique soumis aux ultrasons $e = 4^{cm}$, fréquence des ultrasons $1,6.10^6$ hertz, distance moyenne des rayons lumineux au quartz 2^{cm}, puissance ultrasonore 10 watts par centimètre carré environ.

Les effets optiques très nets avec certains liquides (huile de ricin, huile de lin) ont été inappréciables pour d'autres (glycérine, acétate d'éthyle).

Ce phénomène est étroitement lié aux biréfringences des fluides par écoulement laminaire (Maxwell); une théorie simple peut en être donnée.

Une onde longitudinale se propageant dans un fluide de viscosité η développe des pressions et des tensions non isotropes. Si u est la vitesse du fluide suivant ox, les tensions normales anisotropes suivant ox ont pour valeur (Stokes) $N_1 = 2\eta(\partial u/\partial x)$.

Si le même liquide était soumis par écoulement laminaire à un gradient de vitesse $(\partial u/\partial y)$ il présenterait une biréfringence de Maxwell telle que $n_e - n_o = \eta M(\partial u/\partial y)$ (n_e, n_o indices extraordinaire et ordinaire, M constante caractéristique du liquide pour la longueur d'onde λ de la lumière). Les efforts tangentiels développés dans ce cas de mouvement sont équivalents à deux tensions normales orthogonales, les unes positives, les autres négatives, de valeur $\eta(\partial u/\partial y)$, ce qui équivaut, au point de vue optique, à une tension normale unique de valeur $\delta N = 2\eta(\partial u/\partial y)$ orientée à 45° de la

vitesse u. Cette équivalence permet d'écrire, pour le cas des ondes longitudinales,

$$n_e - n_0 = \eta_0 M \frac{\partial u}{\partial x}.$$

Les rayons lumineux qui cheminent (en première approximation) parallèlement aux plans d'ondes ultrasonores présenteront des différences de marche optique $\delta = e(n_e - n_0)$ et l'intensité lumineuse restituée localement (nicols à 45°) serait $I = I_0 \sin^2(\pi\delta/\lambda)$. L'observation porte sur un effet moyen, δ variant sinusoïdalement avec x. Le retard δ peut s'évaluer en fonction des diverses constantes du milieu et de la puissance élastique fournie. La valeur maxima de δ est alors (cas d'ondes ultrasonores progressives de fréquence ν et d'intensité ϖ par unité de surface)

$$\delta_{max} = e\eta_0 M \frac{2\pi\nu}{V}\sqrt{\frac{2\varpi}{\rho V}}$$

(ρ masse spécifique du liquide, V vitesse des ultrasons). L'ordre de grandeur des effets observés s'accorde avec celui calculé.

Les théories de la diffusion de la lumière par les liquides (Einstein, Debye, L. Brillouin), qui ne prenaient pas en considération les actions de viscosité, ne pouvaient rendre compte de la dépolarisation de la lumière diffusée. D'après les résultats ci-dessus il est possible de les compléter à ce point de vue afin d'obtenir une théorie équivalente à la théorie moléculaire de la diffusion de la lumière.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur la capacité au contact d'un métal et d'un semi-conducteur.* Note de M. **Georges Dechêne**, présentée par M. Aimé Cotton.

On sait que, lorsqu'un courant électrique traverse la surface de séparation d'un métal et d'un semi-conducteur, il y apparaît une variation brusque v du potentiel. Dans une couche mince de la substance se produit donc un champ électrique intense, dont l'apparition nécessite l'apport de charges électriques; le contact possède une capacité; il est assimilable à un condensateur shunté par la résistance de contact $r = v/i$.

J'ai déterminé ces capacités de contact pour des semi-conducteurs de diverses résistivités. La substance est comprimée dans un moule d'ébonite; les électrodes sont en mercure. Désignons par R la résistance ohmique,

par r et r' les résistances des contacts, par c et c' leurs capacités. Quand une tension V est introduite entre les électrodes, l'intensité du courant garde, tant que les discontinuités du potentiel ne sont pas entièrement établies, une valeur supérieure à sa valeur limite $V/(R+r+r')$.

J'ai étudié, à l'aide d'un oscillographe cathodique la période d'établissement du courant; pour cela, un contact tournant fixé sur l'arbre d'une commutatrice établit la tension aux électrodes pendant 1/100ᵉ sec, puis la supprime pendant un temps égal; l'oscillographe mesure la tension entre les extrémités d'une résistance élevée en série dans le circuit; la tension alternative de balayage est fournie par la commutatrice, de sorte que le synchronisme est parfait. La méthode ne convient qu'à des semi-conducteurs de résistivité assez grande pour qu'on puisse utiliser des tensions d'au moins quelques dizaines de volts. Pour simplifier l'interprétation des résultats, il faut se limiter aux tensions (quelques dizaines ou quelques centaines de volts suivant le cas) pour lesquelles les résistances de contact r et r' sont sensiblement constantes. J'ai cherché à me placer dans un des cas particuliers suivants, pour lesquels la variation du courant est exponentielle $\left[i=i_e+(i_0-i_e)e^{-\frac{t}{\tau}}\right]$.

a. Les deux contacts sont identiques ($r=r'$; $c=c'$); le calcul donne $\tau=CRr/(R+2r)$.

b. Une seule des électrodes possède une résistance de contact ($r'=0$); on obtient alors $\tau=CRr/(R+r)$. Si la résistance de contact r', sans être négligeable, est faible devant r, le calcul montre que la variation du courant n'est pas exponentielle dès le début, mais le devient rapidement; la constante de temps est dans ce cas $\tau=CRr/(R+r)\,[1+rr'/R(R+r)]$.

Pour une substance uniformément comprimée dans le moule cylindrique, on se trouve d'abord dans le cas *a*; on obtient généralement le cas *b* lorsque le semi-conducteur a été traversé un temps suffisant par un courant d'un sens déterminé [1].

L'expérience confirme le caractère exponentiel de la variation du courant et permet la détermination de C; les résistance R, r, r' se déduisent de l'étude de la distribution du potentiel dans la substance. Les capacités de contact sont d'autant plus élevées que la résistivité du semi-conducteur est plus faible; c'est un résultat que des considérations théoriques m'avaient amené à prévoir [2].

---

(1) DECHÊNE, *Thèse*, Paris, 1934, p. 19.

(2) DECHÊNE, *Thèse*, p. 54.

Exemple. — Résultats obtenus avec de l'oxyde jaune de mercure plus ou moins desséché.

Résistivité (ohms-cm)	6.10^4	12.10^5	14.10^6
Capacité par cm² d'électrode (Farads)	11.10^{-9}	$7,9.10^{-11}$	$1,3.10^{-11}$

La nature du semi-conducteur intervient aussi; par exemple, pour des résistivités comparables, les capacités par centimètre carré d'électrode sont plusieurs fois plus élevées pour l'oxyde jaune de mercure que pour le carbonate de sodium.

Si l'on admet que la variation du potentiel est linéaire dans une couche d'épaisseur d, un calcul simple conduit à la formule $C = K/2\pi d$ ($K \equiv$ const., diélectrique du semi-conducteur); en prenant pour K la valeur moyenne 5, on obtient pour d des valeurs allant de 10^{-4} à 7.10^{-2} cm.

Schottky et Deutschmann (3) ont déterminé au pont de Wien la capacité du contact cuivre-oxyde cuivreux; la valeur obtenue ($0,6.10^{-8}$ farads par centimètre carré) est assez élevée, ce qui est normal, l'oxyde cuivreux utilisé étant peu résistant. Les auteurs qui ont étudié les propriétés rectifiantes et photoélectriques de l'oxyde cuivreux admettent en général qu'une pellicule de grande résistivité se forme contre l'électrode. Je voudrais faire observer que si cette pellicule existe, il n'est nullement établi que son épaisseur puisse se déduire de la mesure de la capacité du contact. Toute altération superficielle d'un semi-conducteur fait varier la résistance du contact en modifiant le champ électrique élevé qui permet les échanges de centres chargés entre la substance et l'électrode (4), mais la profondeur à laquelle se produit la variation rapide du potentiel dépend de la résistivité du corps. M. Roulleau (5) a montré que l'hypothèse d'une résistance de contact localisée dans une couche isolante (couche d'arrêt) ne paraissait pas convenir, du moins pour les échantillons les plus résistants d'oxyde cuivreux. L'hypothèse que je propose lève les difficultés signalées par M. Roulleau; elle explique en particulier pourquoi, pour l'oxyde cuivreux comme pour les autres semi-conducteurs, la résistance de contact dépend à la fois de la résistivité du corps et de son traitement superficiel.

---

(3) *Phys. Zeits*, 30, 1929, p. 839.

(4) Dechêne, *Thèse*, p. 30.

(5) *Annales de Physique*, 8, 1937, p. 153.

RADIATIONS. — *Détermination des longueurs d'onde du rayonnement émis par les isolants électrisés; essai d'interprétation théorique*. Note de M. **Frantz Perrier**, présentée par M. Aimé Cotton.

1. J'ai indiqué [1] les résultats que m'a donnés l'étude d'un effet signalé pour la première fois par M. Reboul [2], savoir l'émission d'un rayonnement absorbable par les isolants électrisés par frottement. La mesure des coefficients d'absorption par l'air de ce rayonnement fournit des nombres allant de 2 à 20 cm^{-1} suivant la nature du diélectrique utilisé (ambre, soufre, ébonite, paraffine). La valeur de ces coefficients ne suffisant pas à déterminer sans ambiguïté la région du domaine intermédiaire à laquelle appartiennent ces radiations, j'ai mesuré leurs coefficients d'absorption par le celluloïd.

Le dispositif expérimental est celui qui m'a servi pour l'air. Il est complété toutefois par une deuxième grille destinée à maintenir en champ nul la pellicule absorbante et à éviter l'influence de son électrisation éventuelle. Les pellicules utilisées, de 8 à 15^{μ} d'épaisseur sont préparées sur une plaque de verre; on les fait ensuite passer à la surface de l'eau pour les recueillir enfin sur une grille de laiton. Voici les résultats obtenus :

Corps.	μ (celluloïd) en cm^{-1}.	μ (air) en cm^{-1}.
Ambre	230	2 à 6
Soufre	490	3 à 10
Ébonite	740	8 à 10

L'expérience a montré de plus que les coefficients d'absorption du collodion, du celluloïd et de la cellophane (feuilles commerciales de 27^{μ}) sont les mêmes.

3. Nous pouvons d'ailleurs pousser le raisonnement jusqu'à le rendre quantitatif. Dans le dispositif adopté pour mesurer le coefficient d'absorption par le celluloïd, le diélectrique d'épaisseur 5^{mm} est surmonté d'une épaisseur égale d'air; le tout étant compris entre deux plateaux au même potentiel. Or il résulte de la théorie de l'électrophore que la différence de

(1) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1174; **205**, 1937, p. 33; **206**, 1938, p. 107.

(2) *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 1987, et *Journal de Physique*, 7e série, **5**, 1934, p. 329.

potentiel dans le diélectrique est proportionnelle à $4\pi/(1+K)$ (K étant la constante diélectrique). D'autre part, en étendant à ce domaine la loi de Bragg et Pierce, la fréquence ν du rayonnement doit être proportionnelle à l'inverse de la racine cubique du coefficient d'absorption μ. Ces deux lois, combinées avec l'hypothèse proposée, montrent que le produit $4\pi\sqrt[3]{\mu}/(1+K)$ doit être constant.

	μ.	$\sqrt[3]{\mu}$.	K.	$4\pi/(1+K)$.	Produits.
Ambre.............	230	6,12	2,19	3,92	23,0
Soufre.............	490	7,88	3,16	3,02	23,8
Ébonite............	740	9,05	3,50	2,78	25,1

Étant donné la difficulté d'obtenir par frottement des charges égales sur des corps différents, on peut considérer ces produits comme égaux.

4. Si l'hypothèse proposée est exacte, les corps pour lesquels les tables donnent une faible constante diélectrique doivent émettre un rayonnement à faible coefficient d'absorption. L'expérience a vérifié cette déduction : pour la naphtaline ($K = 2.5$, $\mu_{air} = 2.6\ cm^{-1}$) et pour l'anhydride borique (³) ($\mu_{air} = 1.5\ cm^{-1}$).

J'ai indiqué antérieurement des raisons (fluorescence) pour lesquelles le rayonnement devait se situer du coté des rayons X : les valeurs précédentes ne laissent à ce point de vue aucun doute et en extrapolant les résultats expérimentaux reliant, tant pour l'air que pour le celluloïd, les coefficients d'absorption aux longueurs d'onde, on obtient pour celle-ci des valeurs voisines de 10 Å.

II. L'ensemble des résultats qualitatifs ou quantitatifs suivants s'explique assez facilement si l'on admet que

La fréquence du rayonnement émis est proportionnelle à la différence de potentiel existant entre les deux faces du diélectrique.

1° Si la différence de potentiel est faible, le rayonnement (s'il existe encore) n'est plus ionisant, donc plus décelable à l'électromètre. C'est le cas dans les trois circonstances suivantes : *a*. le diélectrique est en feuille mince, c'est le cas des feuilles de celluloïd, qui pourtant s'électrisent très bien et conservent longtemps leur charge ; *b*. le diélectrique est frotté sur

---

(³) Les Tables ne donnent pas la valeur de la constante K de l'anhydride borique et celui que j'ai pu obtenir (par déshydratation de l'acide, puis fusion pour obtenir une lame) n'avait pas une épaisseur assez uniforme pour que je puisse mesurer sa constante. Mais, l'indice de corps étant faible ($n = 1,4636$), j'ai pensé que sa constante devait être faible aussi.

ses deux faces, par raison de symétrie le champ intérieur est nul ou très faible; *c*. le diélectrique est frotté depuis plus d'une demi-heure, il est cependant encore fortement chargé puisque sa charge persiste plus de 15 jours; mais sa conductibilité conduit à un état d'équilibre pour lequel le champ intérieur est, sinon nul comme pour les conducteurs, tout au moins très faible.

2° L'hypothèse proposée fait implicitement jouer un rôle prépondérant à la constante diélectrique. Des mesures statiques m'ont donné, pour l'ambre, le soufre et l'ébonite utilisés, respectivement 2,19, 3,10 et 3,50. Nous voyons que les constantes diélectriques K varient dans le même sens que les coefficients d'absorption.

RAYONS COSMIQUES. — *Quelques propriétés de la fraction pénétrante du rayonnement cosmique.* Note de Mme **Thérèse Grivet-Meyer**, présentée par M. Jean Perrin.

1. Le rayonnement cosmique est étudié ici par la méthode des compteurs de Geiger montés en coïncidence, la fraction pénétrante (ou dure) étant celle qui n'est pas absorbée par des écrans de 10^{cm} de plomb interposés entre ces compteurs.

Les séries de mesures ont été faites alternativement dans trois salles de travail : la première, au niveau du sol, couverte seulement par une mince couche de bois et d'aluminium, correspond à un écran total de 10^{m} d'eau (salle 10). Les deux autres sont des caves situées l'une à 8^{m} sous le sol (salle 30, écran total équivalent à 30^{m} d'eau), l'autre à 28^{m} (salle 75).

Les mêmes compteurs en aluminium de 1^{mm} d'épaisseur (diamètre 16^{mm}, longueur efficace 40^{cm}) et le même amplificateur alimenté sur le secteur alternatif ont servi dans tous les cas.

2. Quatre de ces compteurs sont placés dans un plan vertical. Ils fonctionnent tantôt sans écran, tantôt avec un écran de 10^{cm} de plomb interposé entre le deuxième et le troisième compteur; en chaque lieu le premier dispositif mesure le rayonnement vertical total, le second le rayonnement vertical dur.

Pour étudier les gerbes, deux dispositions à compteurs parallèles, mais non dans un même plan, ont été employées, l'une comportant trois compteurs et l'autre quatre compteurs; pour déclencher une coïncidence, il faut, dans le premier cas une gerbe d'au moins deux rayons, dans l'autre,

une gerbe composée d'au moins trois rayons. Dans chaque salle ces systèmes de compteurs sont tout d'abord employés nus, et mesurent alors le nombre de gerbes créées dans les parois de la pièce. L'ensemble des compteurs peut être aussi introduit dans un cylindre de plomb de 10^{cm} de diamètre intérieur, 10^{cm} d'épaisseur et 50^{cm} de longueur. On peut affirmer alors que les gerbes décelées ont pris naissance dans le plomb; d'autre part le rayonnement corpusculaire dur n'est pas sensiblement absorbé dans cette épaisseur de plomb. En effet des mesures antérieures [1] ont montré, qu'à l'air libre, les écrans d'épaisseur croissante placés sur un système compteur de gerbes donnent la courbe de Rossi, mais qu'après 6^{cm} de plomb la décroissance du nombre de coïncidences devient très faible. En sous-sol, on observe une courbe de saturation, sans décroissance notable après $1^{cm},5$ de plomb.

3. Le tableau suivant donne le résultat des observations (moyennes pour 100 minutes) et les coefficients d'absorption massique dans le sol qu'on peut en déduire pour les rayonnements qui produisent les effets mesurés.

Salle.	10^m.	30^m.	75^m.	μ/ρ entre 10 et 30^m.	μ/ρ entre 30 et 75^m.
Rayonnement vertical total....	145 ±1,6	26 ±0,8	9,7 ±0,4		
Rayonnement vertical dur.....	121 ±1,9	24,3 ±0,8	9,4 ±0,4	$1,5.10^{-3}$	$0,4.10^{-3}$
Rayonnement $\frac{\text{mou}}{\text{dur}}$............	0,20±0,02	0,095±0,05	0,03±0,06		
Gerbes à plus de 2 rayons { à l'air.........	30,1 ±1,6	5,9 ±0,6	4,9 ±0,4		
Gerbes à plus de 2 rayons { avec plomb....	79,2 ±1,8	26,2 ±0,8	11,2 ±0,7	$0,8.10^{-3}$	$0,35.10^{-3}$
Gerbes à plus de 3 rayons { à l'air.........	1,6 ±0,4	0,8 ±0,3	0,4 ±0,008		
Gerbes à plus de 3 rayons { avec le plomb...	21,8 ±0,8	8,3 ±0,3	6,0 ±0,3	$0,9.10^{-3}$	$0,21.10^{-3}$

La simple observation des nombres montre que les propriétés du rayonnement dur varient avec l'épaisseur de l'écran total interposé.

a. Il n'est pas possible de représenter l'absorption du rayonnement dur par une exponentielle simple. Le coefficient d'absorption μ/ρ est de l'ordre de $1,5.10^{-3}$ entre 10 et 30^m, il n'est plus que $0,4.10^{-3}$ entre 30 et 75^m d'eau.

b. La proportion relative du rayonnement vertical mou au rayonnement dur décroît beaucoup, elle atteint 9,5 pour 100 dans la salle 30 et n'est plus que de quelques pour cent dans la salle 75.

c. Au contraire, la proportion de gerbes augmente, et cette augmentation

(1) P. Auger et T. Grivet-Meyer, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 572.

est plus importante pour les gerbes à plus de trois rayons que pour les gerbes à plus de deux rayons.

Le grand nombre de gerbes observées en sous-sol pourrait être attribué à la formation d'un rayonnement gerbigène dans le sol. J'ai fait des essais avec trois ou quatre compteurs, salle 10, en plaçant cinquante centimètres de charbon directement au-dessus du cylindre de plomb. Si l'on suppose qu'il y a dans les substances légères un effet de transition qui faciliterait ensuite la création de gerbes dans le plomb, on aurait dû constater une augmentation notable du nombre de gerbes sous le charbon, or les mesures donnent les mêmes résultats en présence et en l'absence de charbon, ce qui n'est pas en faveur de l'hypothèse.

Il semble que ces divers phénomènes puissent s'interpréter dans l'hypothèse ([2]) où le rayonnement dur serait composé de plusieurs particules lourdes, de masses différentes, la masse moyenne des particules présentes aux grandes profondeurs étant plus grande que celle des particules dures de la basse atmosphère.

En particulier, le fait que le rapport entre le nombre de gerbes et l'abondance du rayonnement non vertical n'est pas constant entre la salle 30 et la salle 75 indique un changement dans le mode de production ou la constitution moyenne de ces gerbes. Aux grandes profondeurs, les rayons de gerbes auraient moins d'énergie et feraient de plus grands angles avec les trajectoires des particules les produisant. On expliquerait alors la décroissance relative du rayonnement mou vertical en supposant que les rayons des gerbes traversent difficilement les quatres compteurs et que leur répartition dans l'espace présente un maximum vertical moins accentué.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur l'emploi d'une chambre d'ionisation à diélectrique liquide pour l'étude des neutrons.* Note de MM. **Ladislas Goldstein** et **Anatole Rogozinski**, présentée par M. Paul Langevin.

I. Nous avons examiné la possibilité d'application d'une chambre d'ionisation à diélectrique liquide riche en hydrogène (hexane) pour la détection des neutrons.

On sait en effet que, suivant leur énergie, les neutrons agissent soit par projection de protons au sein du milieu hydrogéné, soit par capture

---

([2]) P. Auger, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 346.

suivie de l'émission d'un photon de grande énergie, et donnent ainsi naissance dans le liquide, à un certain nombre d'ions dont on peut espérer de recueillir une fraction importante.

II. La chambre d'ionisation et la méthode de mesure employées ont été décrites ailleurs ([2]).

La source des neutrons était constituée par un mélange de RaAc + Be, contenu dans un tube scellé. Son activité en neutrons, mesurée par la radioactivité provoquée dans l'iode, était équivalente à une source de neutrons Rn + Be d'environ 12 millicuries. L'intensité du rayonnement γ du RaAc et de ses dérivés, était équivalente à environ 0,5 millicuries de Ra. Nous avons d'autre part utilisé une source de rayonnement γ pur d'Ac, en équilibre avec ses dérivés, d'intensité équivalente à 3,1 millicuries. L'activité de ces sources en rayonnement γ était mesurée à travers 10^{mm} Pb.

Les sources étaient placées à 70^{cm} de l'axe de la chambre et le rayonnement était canalisé par de fortes épaisseurs de plomb. Les courants d'ionisation mesurés étaient de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-4} U. E. S.

Comme le rayonnement issu de la source RaAc + Be était composé de rayonnements γ d'une part, et de neutrons d'autre part, en filtrant ce rayonnement tantôt par 1^{cm}, tantôt par 7^{cm} Pb, nous avons rendu prépondérante la première ou la seconde des composantes citées. Les coefficients d'absorption moyens dans le plomb et dans la paraffine, obtenus dans ces conditions, figurent dans le tableau suivant :

Rayonnement.	Filtre.	Absorbant.	μ/ρ ($g^{-1}.cm^2$).	μ (cm^{-1}).	D (cm).	$D\rho$ ($g.cm^{-2}$).	$\frac{[\mu/\rho]_{paraffine}}{[\mu/\rho]_{Pb}}$
γ + neutrons (RaAc + Be)	1^{cm} Pb	plomb	0,083	0,95	0,72	8,3	1
	»	paraffine	0,066	0,058	12	10,5	0,80
	7^{cm} Pb	plomb	0,03	0,34	2	23	1
	»	paraffine	0,096	0,084	7,2	6,3	3,2
γ (Ac + dérivés)	7^{cm} Pb	plomb	0,066	0,75	0,92	10,5	1
	»	paraffine	0,058	0,051	13,5	12	0,88

On constate que le rapport $[\mu/\rho]_{paraffine} : [\mu/\rho]_{Pb}$ est très différent, suivant que le faisceau comprend une faible ou forte proportion de neutrons ([3]).

([2]) A. Rogozinski, *Bull. Soc. Phys., J. Physique*, 8, 1937, 127 S et 128 S.

([3]) Il est à remarquer que, si le faisceau filtré par 7^{cm} Pb était exempt du rayonnement γ, dû à la capture des neutrons dans les absorbants, l'écart entre les rapports deviendrait encore plus considérable.

Or on sait que l'absorption exercée par des substances riches en hydrogène, par rapport à l'absorption dans le Pb, augmente fortement avec la proportion des neutrons dans le faisceau. Nous pouvons donc conclure que la chambre d'ionisation à hexane est sensible au rayonnement des neutrons, car si elle n'était sensible qu'à l'action des rayons γ le rapport en question devrait conserver sensiblement la même valeur dans les différentes conditions examinées.

III. *Évaluation des composantes.* — En comparant les courants d'ionisation produits par les deux sources, courants dûs au rayonnement γ pur d'une part, et rayonnement γ + neutrons d'autre part, nous avons pu évaluer, séparément, l'effet produit par chacun des rayonnements, γ et neutrons, du RaAc + Be filtrés par 7^{cm} Pb. Nous avons trouvé ainsi, en négligeant la faible action du rayonnement γ excité dans le Be par les particules α [4], que les courants (i_γ et i_n) correspondant à chacune des composantes citées sont dans la proportion de $i_\gamma : i_n = 39:61$.

On retrouve les mêmes proportions, en ayant recours à une méthode différente, qui consiste à comparer les courants donnés par le rayonnement de RaAc + Be dans les deux conditions de filtration, compte tenu des coefficients d'absorption déterminés à l'aide de la source d'Ac.

On obtient encore pour ce rapport ($i_\gamma : i_n$) des valeurs de même ordre de grandeur, en utilisant une chambre d'onisation peu sensible à l'action des neutrons. Cette chambre [5], remplie d'azote sous une pression de 83 atmosphères et munie d'un électromètre Kolhöster, a été mise à notre disposition par M. A. Dauvillier.

L'analyse des courbes d'absorption obtenues dans les conditions précisées, nous a permis de déterminer, pour les neutrons seuls, les masses superficielles moyennes réduisant de moitié leur intensité dans le plomb et dans la paraffine : $70\,\mathrm{g.cm^{-2}}$ et $6\,\mathrm{g.cm^{-2}}$ [6].

---

(4) W. Bothe et H. Becker, *Zeitsch. f. Physik*, 66, 1930, p. 289.

(5) A. Dauvillier, *Bull. Sc. Astron.*, 10, 1937, p. 123.

(6) R. Fleischmann, *Zeitschr. f. Physik*, 97, 1935, p. 242 et 265; J. R. Dunning, G. B. Pegram, G. A. Fink et D. P. Mitchell, *Phys. Rev.*, 48, 1935, p. 265.

THERMOCHIMIE. — *Sur la thermochimie des combinaisons du soufre.* Note [1] de M. **Marcus Brutzcus**, présentée par M. Jean Perrin.

La méthode des calculs thermochimiques pour les hydrocarbures exposée dans mes Notes précédentes [2] peut aussi servir pour des calculs des valeurs thermochimiques des autres combinaisons. Dans les lignes suivantes, il est montré son application pour le calcul des valeurs thermochimiques des combinaisons du soufre.

Le fait démontré dans mes Notes précédentes que l'adjonction d'un atome d'oxygène à une molécule quelconque est accompagnée d'un dégagement intrinsèque de 228,3 Kcal. forme la base de ces calculs. Ce fait pour le soufre est justifié par tous les calculs qui suivent. Cette chaleur dégagée sert pour dissocier la molécule (o = o) en atomes, pour anéantir toutes les liaisons entre les atomes du corps oxygéné, *pour* élever à la combustion les valences des atomes respectives, ce n'est que le reste de cette chaleur qui se dégage en dehors. Si le corps est ionisé, la déionisation augmente la chaleur dégagée

$$(1)\qquad 1/2\,(S^2) + O^2 = SO^2 + 83{,}9\ K_{cal}.$$

La spectroscopie a trouvé que la dissociation de (S = S) absorbe 101,7 K_{cal} (d'après nos calculs, 102,5 K_{cal}). Comme il a été déjà exposé dans le cas du carbon [3], il faut compter que la dissociation de (S = S) prend 2 × 102,5 K_{cal}, dont 102,5 K_{cal} sont restituées par la diminution des valences ($S'' \rightarrow S^0$)

$$L_i(S - O^2) = L_i(O = O) + 1/2\,L_i(S = S) + (S^0 \rightarrow S'') + (S'' \rightarrow S'''') + P_{cal}(S + O^2),$$
$$2.228{,}3 = 116{,}4 + 1/2.102{,}5 + 102{,}5 + x + 83{,}9;$$
$$(S'' \rightarrow S'''') = x = 102{,}5\ K_{cal}.$$

$$(2)\qquad SO^2 + 1/2\,O^2 = SO^3 + 23{,}2\ K_{cal}.$$

$$L_i(SO^2 - O) = 1/2\,L(O = O) + (S'''' \rightarrow S'''''') + P_{cal}(SO^2 + O),$$
$$228{,}3 = 1/2.116{,}4 + x + 23{,}2\ K_{cal};$$

$x = 146{,}9$, c'est-à-dire 101,5 + 45,4 K_{cal}, où 101,5 est l'énergie d'augmentation des valences et 45,4 est l'énergie d'excitation de l'atome d'oxy-

---

[1] Séance du 7 mars 1938.

[2] *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 490, 574, 859, 1802, et **205**, 1937, p. 660.

[3] *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 492.

gène. Le calcul de la réaction (3) peut servir comme contrôle

(3) $1/2(S^2) + 3/2(O^2) = SO^3 + 107,1\,K_{cal}$.

$L_i(S - O^3) = 3/2\,L_i(O = O) + 1/2(S \rightleftarrows S) + (S^0 \to S'') + (S'' \to S'''') + P_{cal}(S + O^3)$

$3.228,3 \to 3/2.116,4 + 1/2.102,5 + 205,0 + 146,9 + 107,1 = 684,8.$

Les équations (8) et (9) spectroscopiques peuvent aussi servir comme contrôle des valeurs obtenues

(8) $SO^2 \to SO + O - 134,0\,K_{cal}$, d'après nos calculs $= -228,3 + 102,5\,K_{cal}$.

(9) $\dfrac{SO \to S + O - 116,5\,K_{cal}}{SO^2 \to S + 2O - 250,5\,K_{cal}}$, d'après nos calculs $\dfrac{= -228,3 + 102,5\,K_{cal}}{= -251,6\,K_{cal}}$.

La conformité des valeurs de la dissociation complète laisse croire que dans la première partie de la dissociation une partie de SO était déjà dans un état de dissociation complète.

Il s'ensuit de ces calculs que l'augmentation des valences

$(S^0 \to S'') = (S'' \to S'''') = (S'''' \to S'''''') = 1/2(S^0 \to S'''') = 1/3(S^0 \to S'''''') = 102,5\,K_{cal}$,

c'est-à-dire la même valeur qui était obtenue pour

$(C^0 \to C'') = (C'' \to C'''') = 102,7\,K_{cal}$.

Par la même méthode, en utilisant les valeurs obtenues, on peut calculer les valeurs énergétiques des liaisons $L_i(S - H)$ et $L_i(C - S)$

(4) $SH^2 + 3/2(O^2) = SO^2 + H^2O + 136,4\,K_{cal}$.

$L_i(SH^2 - 3O) = 3/2\,L_i(O = O) + 2\,Li(S - H) + (S^0 \to S'''') + P_{cal}(SH^2)$,

$3.228,3 = 3/2.116,4 + 2.x + 205,0 + 136,4,$

$x = 84,5\,K_{cal} = L_i(S - H),$

(5) $CS^2 + 3O^2 = CO^2 + 2SO^2 + 264,5\,K_{cal}$.

$L(CS^2 - 3O^2) = 3L_i(O = O) + 2L_i(C = S) + 2(S^0 - S'''') + P_{cal}(CS^2)$,

$6.228,3 = 3.116,4 + 2.x + 2.205,0 + 264,6.$

$L_i(C = S) = x = 173,0\,K_{cal}$, $L_i(C - S) = 86,5\,K_{cal}$.

La valeur spectroscopique est égale à $< -178,0\,K_{cal}$.

Les valeurs obtenues pour $L_i(S - H)$ et pour $L_i(C - S)$ sont leurs valeurs réelles, leurs valeurs intrinsèques sont de $1/2.102,5\,K_{cal}$ plus grandes

(6) $CH^3.SH + 3O^2 = CO^2 + 2H^2O + SO^2 + 298,8\,K_{cal}$.

$L_i(CH^3.SH - 3O) + D_{e\,ionts.}$

$6.228,3 + 5,8$

$= 3L_i(O = O) + 3L_i(C - H) + L_i(C - S) + L_i(S - H) + (S^0 \to S'''') + P_{cal}$.

$= 3.116,4 + 3.117,2 + 86,5 + 84,5 + 205,0 + 298,8.$

Calculons la formation de $CH^3.SH$ en partant de CH^4. La chaleur qui se dégage lors de cette formation est égale à

$$P_{cal}(CH^4) - [P_{cal}(CH^3.SH) - P_{cal}(S^2)],$$
$$211,6 \quad - [\quad 298,8 \quad - \quad 83,9 \quad] = -3,3\,K_{cal}.$$

$P_{cal}(S^2)$ doit être déduite de la $P_{cal}(CH^3.SH)$ parce que, à la combustion, $P_{cal}(S^2)$ augmente la puissance calorifique du corps formé.

$$(CH^4 \rightarrow CH^3.SH)$$
$$-3.3$$
$$= -L_i(C-H) - 1/2\,L_i(S=S) + L_i(S-H) + L_i(C-S) - \text{Ionis.}$$
$$-117,2 \quad - \quad 51,3 \quad + \quad 84,5 \quad + \quad 86,5 \quad - \quad 5,8 = -3,3\,K_{cal}.$$

Les valeurs établies dans cette Note et les Notes précédentes permettent de calculer avec précision *a priori* les puissances calorifiques et autres valeurs thermochimiques de tous les corps composés des éléments C, H, S et O.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Constitution de quelques composés formés par oxydation de l'hydroquinone en présence de sulfite d'ammonium ou d'amines primaires.* Note de Mlle **Yvonne Garreau**, présentée par M. Georges Urbain.

1. Le composé que j'ai décrit sous le nom de α-diaminoquinone-disulfonate d'ammonium est le 2,5-diamino-1,4-quinone-3,6-disulfonate d'ammonium, car, dissous dans SO^4H^2 ($d = 1,83$) à chaud ($0^g,1$ dans 1^{cm^3}), il donne par addition d'eau (10^{cm^3}) un précipité cristallisé de 2,5-diamino-1,4-quinone. Cette réaction confirme la position relative *para* des deux groupes sulfonés de l'acide β-hydroquinone-disulfonique de Græbe que j'avais déjà démontrée.

L'acide 2,5-diamino-1,4-quinone-3,6-disulfonique et son isomère (à une molécule d'eau près), que j'ai décrit sous le nom d'acide β-diaminoquinone-disulfonique, donnent des leuco-dérivés différents, régénérant par oxydation par l'air en présence d'ammoniaque, les sels d'ammonium primitifs.

La position relative des groupes sulfonés étant en *para* dans les deux, ce sont les positions relatives des groupes OH et NH^2 qui diffèrent. Le second des produits oxydés est alors un dérivé de l'iminoquinone : l'acide

x-hydroxy-y-amino-1-imino-4-quinone-3,6-disulfonique. Il subsiste une indétermination $x, y = 2,5$ (I) ou 5,2 (II)

H
N
HO^3S OH
H^2N SO^3H
O
(I).

H
N
HO^3S NH^2
HO SO^3H
O
(II).

Par chauffage en milieu ammoniacal, on passe du composé quinonique à son isomère iminoquinonique et inversement.

II. Des remarques analogues s'appliquent aux deux isomères que j'ai obtenus à partir de la n-butylamine.

La constitution du 2,5-di-(n-butylamino)-1,4-quinone-monosulfonate de n-butylammonium a été établie précédemment. Chez son isomère la position libre est en *para* par rapport au groupe SO^3H, car tous deux donnent le même dihydroxy-1,4-quinone-monosulfonate de potassium par action de la potasse à chaud. La réduction par l'hydrosulfite de sodium conduit à deux leuco-dérivés différents régénérant par oxydation par l'air en milieu alcalin les produits primitifs. L'acide β-di-(n-butylamino)-quinone-monosulfonique est donc en réalité l'acide x-hydroxy-y-(n-butylamino)-1-(n-butylamino)-4-quinone-Z-sulfonique.

Quatre formules sont possibles suivant que $x, y = 2.5$ ou 5,2 et que $Z = 3$ ou 6.

Acide 2,5-*diaminohydroquinone*-3,6-*disulfonique*

$$C^6(OH)^2(NH^2)^2(SO^3H)^2.$$

S'obtient par réduction du 2,5-diamino-1,4-quinone-3,6-disulfonate d'ammonium par $SnCl^2 + HCl$ à chaud ou mieux par l'hydrogène et l'amiante platinée à froid, puis acidification de la solution.

Petites aiguilles incolores, assez stables à l'air, presque insolubles dans l'eau et les solvants usuels.

Se dissout et s'oxyde rapidement à l'air en milieu alcalin. Chauffé longuement en présence de HCl concentré donne une solution bleue intense. L'insolubilité de ce produit dans l'eau permet de déceler l'acide 2,5-diamino-1,4-quinone-3,6-disulfonique en présence de son isomère

iminoquinonique, il suffit d'ajouter un excès de $SnCl^2 + HCl$ à la solution bouillante du mélange (sensibilité 1/300e).

Analyse. C % 24,20; H % 3,04; S % 21,20 (calculé pour $C^6H^8O^8N^2S^2$: C % 23,98; H % 2,68; S % 21,36).

Acide 1, *x-dihydroxy*-2, *y-diamino*-3,6-*disulfonique*

$$C^6(OH)^2(NH)^2(SO^3H)^2, H^2O.$$

S'obtient par réduction de *x*-hydroxy-*y*-amino-1-imino-4-quinone-3,6-disulfonate d'ammonium par l'hydrogène et l'amiante platinée; un dispositif facile à imaginer permet de filtrer l'amiante sur verre fritté, et d'évaporer en milieu acide à l'abri de l'air, car ce leuco-dérivé est très facilement oxydable déjà en milieu acide.

Fines aiguilles incolores, très solubles dans l'eau, insolubles dans les autres solvants usuels.

Chauffé en présence de HCl concentré donne, comme son isomère, une coloration bleue intense. Abandonné plusieurs mois dans un dessiccateur à vide, sur SO^4H^2, il conserve une molécule d'eau.

Analyse. C % 22,79; H % 3,41; S % 20,50 (calculé pour $C^6H^{10}O^9N^2S^2$; C % 22,65; H % 3,16; S % 20,15).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur de nouvelles combinaisons oxyiodées des dérivés dialcoylés de l'étain*. Note de MM. **Tryphon Karantassis** et **Constantin Vassiliadès**, présentée par M. Georges Urbain.

En traitant les diiodures de stannoalcoyles par les bases organiques aromatiques ou hétérocycliques, en solution benzénique ou alcoolique, nous avons obtenu des combinaisons répondant à la formule R^2SnI^2, 2 Base (¹).

Dans certains cas, nous avons observé en solution alcoolique, quand le rapport de l'iodure et de la base était de 2 à 3, après un contact de deux à trois jours à la température ordinaire, la formation d'un précipité blanc cristallin, dont l'analyse a conduit à la formule $R^2SnO, R^2Sn\Big\langle{}^{I}_{OH}$.

La formation de ces composés peut être expliquée par une hydrolyse du diiodure, favorisée par la présence de la base et de l'alcool suivant les

(¹) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 460.

réactions ci-dessous :

$$2 R^2SnI^2 + 2 H^2O + 3 \text{Base} \rightarrow R^2SnO, R^2Sn\langle^{I}_{OH} + 3 \text{Base HI}.$$

Le mécanisme de la réaction semble être dû à la formation préalable du composé R^2SnI^2, 2 Base, dont l'hydratation favorise la formation d'un complexe intermédiaire hydraté instable, qui en se décomposant donnerait les corps en question, suivant le schéma

$$2[R^2Sn(\text{Base})^2]I^2 \xrightarrow{+2H^2O} 2[R^2Sn(H^2O)]I^2 \rightarrow R^2SnO, \quad R^2Sn\langle^{I}_{OH} + 3 HJ + H^2O.$$

En effet, quand on ajoute l'amine dans le diiodure d'étain diisopropyle, on observe une coloration brune au contact des deux corps, qui disparaît immédiatement après agitation.

Kraus et ses collaborateurs ([2]) et Harada ([3]) ont obtenu et étudié des combinaisons de formule $(CH^3)^3Sn(OH)^2.(CH^3)^3SnI$, en faisant agir l'iodure de méthyle sur l'hydroxyde triméthylstannonique et l'iodure triméthylstannonique sur l'hydroxyde de ce corps. Harada a supposé que ces corps sont des dérivés oxoniums. On peut attribuer aux corps isolés par nous la même structure

$$(R^2Sn)^2O\langle^{OH}_{I}.$$

Préparation. — A un mélange de 2^{mol} d'iodure de stannoalcoyle et 3^{mol} d'amine aromatique ou hétérocyclique on ajoute une petite quantité d'alcool. Le mélange s'échauffe. On laisse au repos pendant deux ou trois jours à la température ordinaire. On observe au bout de ce temps la formation d'un précipité blanc cristallin. On filtre, on lave avec de l'alcool absolu jusqu'à élimination complète des iodihydrates d'amines formés et de l'iodure en excès. On sèche sur plaque poreuse. Les cristaux obtenus ont un aspect brillant, ils sont insolubles dans l'alcool absolu; quelques-uns d'entre eux sont solubles dans l'eau. Les acides minéraux les décomposent. Après quelques expériences préliminaires avec l'aniline, l'*o*-toluidine, la diéthylaniline, la quinaldine et la picoline, nous avons opéré principalement avec la picoline. Ces combinaisons exposées à l'air sont stables, sauf celle qui provient du diiodure stannoisoamyle qui s'altère rapidement à l'air en prenant une légère teinte jaune.

1. $(CH^3)^2SnO, (CH^3)^2SnI.OH$. — Cristaux blancs, brillants obtenus en présence de picoline, solubles dans l'eau, insolubles dans l'alcool.

([2]) C. A. Krauss et Harada, *Journ. Amer. Chem. Soc.*, 47, 1925, p. 2416; C. A. Krauss et Neal, *id.*, 51, 1929, p. 2403; C. A. Krauss et R. H. Bullard, *id.*, 52, 1930, p. 4056.

([3]) *Bull. Chem. Soc. Japan*, 6, 1931, p. 240.

Analyse. Trouvé Sn % 51,85; I % 27,61. Calculé Sn % 51,96; I % 27,72.

2. $(C^2H^5)^2SnO.(C^2H^5)^2SnI.OH$. — Après une demi-heure de contact entre les réactifs, on favorise la précipitation par frottement. Cristaux brillants prismatiques P.F. 140°-141°. Bases employées : aniline, diéthylaniline, *o*-toluidine, quinaldine et picoline.

Analyse. Trouvé Sn % 46,40; I % 24,52; C % 18,70; H % 4,10. Calculé Sn % 46,30; I % 24,71; C % 18,67; H % 4,08.

3. $(i\text{-}C^3H^7)^2SnO.(i\text{-}C^3H^7)^2SnI.OH$. — Poudre cristalline. P.F. 187°. Bases employées : aniline, *o*-toluidine, picoline, quinaldine.

Analyse. Trouvé Sn % 41,10; I % 22,18. Calculé Sn % 41,75; I % 22,28.

4. $(i\text{-}C^4H^9)^2SnO.(i\text{-}C^4H^9)^2Sn.OH$. — Cristaux cubiques. Point de fusion au-dessus de 215°. Bases employées : aniline, picoline.

Analyse. Trouvé Sn % 37,84; I % 20,26. Calculé Sn % 38,01; I % 20,28.

5. $(i\text{-}C^5H^{11})^2SnO.(i\text{-}C^5H^{11})^2SnI.OH$. — Il se forme immédiatement après le mélange un précipité blanc. On laisse en contact pendant trois jours. Les cristaux exposés à l'air s'altèrent. Bases employées : aniline, *o*-toluidine, quinoléine, quinaldine, picoline.

Analyse. Trouvé Sn % 34,68; I % 18,71. Calculé Sn % 34,89; I % 18,62.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèses à partir des dérivés bisulfitiques des esters-β-aldéhyde camphoriques.* Note de M. **Jean Vène**, présentée par M. Marcel Delépine.

Certains esters [1] de l'acide β-aldéhyde camphorique issu du camphre droit $C^8H^{14}\begin{matrix}\diagup CO-OR\ (\alpha)\\ \diagdown CHO\quad\ (\beta)\end{matrix}$ sont susceptibles par leur fonction aldéhyde de donner des dérivés d'addition avec SO^3NaH. Nous avons pu préparer, moyennant certaines précautions, ces dérivés bisulfitiques et, par condensation sur eux de KCN, nous sommes parvenus à obtenir des α-esters-β-alcool-nitriles :

$C^8H^{14}\begin{matrix}\diagup CO-OCH^3\\ \diagdown CH(OH)-CN\end{matrix}$ (triméthyl-1.2.2-carboxyméthyl-3-éthylolnitrile-

(1) Pour le mode de préparation de ces esters, Cf. Salmon-Legagneur (*Bull. Soc. Chim.*, 4e série, 51, 1932, p. 814).

1-cyclopentane). Constantes : F. 127°. Pouvoir rotatoire dans l'alcool éthylique, $[\alpha]_D^{16°} = + 46°,8$. Système cristallin, forme holoèdre du système orthorhombique.

$C^8H^{14}\langle\begin{matrix}CO-OC^2H^5\\CH(OH)-CN\end{matrix}$ (triméthyl-1.2.2-carboxéthyl-3-éthylolnitrile-1-cyclopentane). Constantes : F. 97°. Pouvoir rotatoire dans l'alcool éthylique, $[\alpha]_D^{21°} = + 36°,8$. Système cristallin, forme hémiédrique holoaxe du système orthorhombique.

A. L'action de SO^4H^2 concentré sur ces ester-alcool-nitriles conduit à une amide ou à un nitrile suivant le titre de l'acide employé. Si l'on utilise un acide de concentration au moins égale à 87 pour 100, on obtient l'amide cyclique

$$C^8H^{14}\langle\begin{matrix}CO\\CH-CONH^2\end{matrix}\rangle O$$

(I). β-carboxamide-β-campholide.

(Rendement 85 pour 100). Pouvoir rotatoire dans l'acide acétique $[\alpha]_D^{20°} = - 73°,5$. Avec un acide de concentration comprise entre 65 et 78 pour 100, on obtient le nitrile cyclique

$$C^8H^{14}\langle\begin{matrix}CO\\CH-CN\end{matrix}\rangle O$$

(II). β-cyano-β-campholide.

Constantes : F. 228°. Pouvoir rotatoire dans l'alcool éthylique, $[\alpha]_D^{14°} = - 56°,5$. Système cristallin, forme antihémiédrique du système orthorhombique.

C'est seulement par action de l'acide nitreux naissant que l'on peut obtenir aisément le passage de l'amide (I) à l'acide correspondant

$$C^8H^{14}\langle\begin{matrix}CO\\CH-COOH\end{matrix}\rangle O$$

(III). β-Carboxy-β-campholide.

Constantes : F. 213°. Pouv. rotat. dans l'alcool éthylique $[\alpha]_D^{14°} = - 77°,8$. Le cycle lactonique de cet acide peut s'ouvrir facilement sous l'action de la soude alcoolique et l'on obtient alors par acidification le di-acide-alcool $C^8H^{14}\langle\begin{matrix}COOH\\CHOH-COOH\end{matrix}$ (triméthyl-1.2.2-carboxy-3-éthyloloïque-1-cyclopentane). Constantes : F. 198°. Pouvoir rotatoire dans l'alcool éthylique $[\alpha]_D^{15°} = + 10°,8$.

B. L'action peu prolongée de la potasse concentrée et chaude sur les ester-alcool-nitriles $C^8H^{14}\langle^{COOR}_{CHOH-CN}$ conduit à l'acide-alcool-amide $C^8H^{14}\langle^{COOH}_{CHOH-CONH^2}$ (triméthyl-1.2.2-carboxy-3-éthylol-1_1-amide-1_2-cyclopentane). Constantes : F. 143°. Pouvoir rotatoire dans l'acide acétique $[\alpha]_D^{22°} = + 22°,8$.

L'action des déshydratants sur ce dernier composé produit simultanément la transformation de l'amide en nitrile et une lactonisation, ce qui conduit au nitrile cyclique (II). Inversement l'action de la soude à chaud sur ce nitrile redonne l'acide-alcool-amide. Ce dernier peut également s'obtenir à partir de l'amide cyclique (I) par action de SO^4H^2 à 20 pour 100 qui provoque ainsi l'ouverture du cycle lactonique et non l'hydrolyse de la fonction amide. De même cette fonction amide ne se transforme pas en nitrile sous l'action de déshydratants énergiques tels que $(CH^3CO^2)^2O$ ou $SOCl^2$.

Ainsi, dans cette série : 1° d'une part, la cyclisation entraîne avec elle la déshydratation de la fonction amide, d'autre part, l'ouverture du cycle lactonique s'accompagne de l'hydratation de la fonction nitrile;

2° la liaison de la fonction amide à un carbone engagé dans un cycle lactonique ou porteur d'une fonction alcool donne à cette fonction amide une grande stabilité.

LITHOLOGIE. — *Sur les gneiss et granites à cordiérite dans le Massif Central français.* Note (1) de M. **Henri Longchambon.**

La présence de cordiérite dans certains gneiss et granites du Massif Central français a été signalée maintes fois. Ce minéral a été souvent rencontré en abondance et largement développé, au point de servir de caractéristique pour certaines formations telles que les *gneiss noduleux d'Aubusson* ou les *granites à cordiérite* du Velay, constituant des ensembles puissants avec une cordiérite en nodules atteignant fréquemment plusieurs centimètres de diamètre.

Ces formations gneissiques et granitiques sont bien observables dans les Cévennes, dans des conditions qui permettent d'étudier leur genèse et leurs relations mutuelles, ainsi que leurs relations avec les gneiss et granu-

(1) Séance du 7 mars 1938.

lites à sillimanite. Les gneiss à cordiérite, comme les gneiss à sillimanite [2], s'y montrent dérivant de la reprise magmatique d'une série micaschisteuse ancienne (quant aux étapes du métamorphisme) et la même dont dérivent d'ailleurs les gneiss à sillimanite. On peut y observer en continuité les faits suivants : partant des micaschistes et allant vers le granite, on voit les micaschistes à biotite et andalousite ou grenat passer à un gneiss de texture confuse, où des noyaux et lits de matière feldspathique se mélangent à des lits épais et contournés (quelques millimètres à plusieurs centimètres) de micaschistes biotitiques, puis, la proportion de matière feldspathique et quartzique augmentant celle-ci englobe des noyaux de micaschiste et la texture de la roche tend à perdre son allure gneissique. Parallèlement, on observe un développement de la cordiérite au sein des lits ou noyaux de micaschistes biotitiques, et aux dépens de la biotite, comme le confirme l'examen microscopique. Les gneiss auxquels on arrive ainsi ont leur type caractéristique dans le gneiss noduleux à cordiérite d'Aubusson. La cordiérite y est en nodules sans contours nets, toujours associée et mélangée à la biotite. Seules certaines zones pegmatitiques et les filons de même nature qui émanent de cet ensemble montrent une cordiérite idiomorphe. Ces gneiss passent en continuité au granite d'anatexie à cordiérite, par transformation complète des paquets de biotite en nodules de cordiérite, et recristallisation de biotite régulièrement disséminée dans la masse. De la bordure vers le centre de ces massifs granitiques, la cordiérite paraît diminuer progressivement par résorption. Les ensembles étendus de gneiss et granites à cordiérite du Massif Central français apparaissent ainsi comme des formations par métamorphisme d'apport, les nodules de cordiérite représentant une concentration locale d'éléments ferro-magnésiens imparfaitement assimilés.

Il est d'autant plus intéressant d'examiner les relations des gneiss à cordiérite avec les gneiss à sillimanite que, dans les Cévennes, on voit ces deux formations dériver d'une même série cristallophyllienne par métamorphisme d'apport. On constate que les gneiss à cordiérite sont placés entre le granite et les gneiss à sillimanite. La succession est généralement la suivante : micaschistes séricíteux, micaschistes biotitiques, gneiss à deux micas et sillimanite associés à des masses leptynitiques et à des granulites à feldspath rose, gneiss à biotite et cordiérite associés à des masses

---

(2) Cf. H. Longchambon, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 567.

pegmatitiques et granitiques à feldspath blanc, granite d'anatexie à cordiérite, granite pauvre en cordiérite ou sans cordiérite.

Dans sa disposition générale, la zone granito-gneissique à cordiérite apparaît ainsi en auréole autour du cœur des massifs d'anatexie, avec une enveloppe externe granulito-gneissique à sillimanite. Nous avons signalé, d'autre part, que les gneiss à sillimanite correspondent à une zone d'instabilité très marquée de la biotite, caractérisée par une certaine abondance de muscovite et par une élimination vigoureuse du fer et du titane contenus dans les éléments soumis au métamorphisme. Les granites d'anatexie correspondent, au contraire, à une zone de parfaite stabilité de la biotite qui y recristallise en rassemblant les éléments ferriques, ferreux et magnésiens. Les gneiss à cordiérite correspondent à une zone intermédiaire où le microscope montre des plages de biotite ancienne éliminant leur oxyde ferrique et leur titane, qui restent sur place sous forme de magnétite et titanomagnétite, et passant à de la cordiérite dans laquelle elles abandonnent les zircons qu'elles contenaient. Ces gneiss correspondent ainsi à une zone d'instabilité des combinaisons silico-alumineuses ferriques et de stabilité des combinaisons silico-alumineuses ferro-magnésiennes. Le passage de l'une à l'autre de ces trois zones n'est jamais tranché. Mais chacune d'elles correspond cependant à des formations géologiquement nettes sur le terrain et se succèdent dans un ordre assez régulier.

Quels sont les facteurs conditionnant ces diverses zones de stabilité? Les facteurs pression et température n'ont pas un rôle primordial, comme le démontre le mode de passage d'une zone à l'autre par mélange de types francs. La composition chimique globale des types de roches correspondants ne révèle pas dans les teneurs en éléments dosés ordinairement de variation systématique qui puisse être considérée comme une cause nécessaire de cette différenciation. Un gneiss purement biotitique et un gneiss à cordiérite peuvent avoir la même composition. L'abondance de cordiérite pourra être enregistrée par l'analyse sous la forme d'un excès de corindon virtuel, mais il s'agit là plutôt d'un effet que d'une cause. Les observations sur le terrain et en coupe mince que nous avons rapportées montrent, à notre avis, qu'il s'agit d'une différenciation sous l'influence de facteurs de métamorphisme, dont la pression, la température, la composition chimique globale sont sans doute des éléments, mais auxquels s'ajoute le rôle des éléments très agissants que sont les minéralisateurs labiles tels que le fluor, le bore, le chlore, etc. L'influence de ces minéralisateurs nous avait paru évidente et primordiale dans la genèse des gneiss à sillimanite.

Nous avons vérifié leur présence dans la zone à cordiérite en constatant que le fluor y est assez abondant et se concentre dans ce dernier minéral, dont il apparaît comme un constituant normal remplaçant sans doute isomorphiquement des groupes OH.

GÉOLOGIE. — *La structure de l'île d'Yeu.*
Note de M. **Gilbert Mathieu**, transmise par M. Charles Barrois.

L'île d'Yeu élève ses falaises à 20^{km} en face de la côte vendéenne, plate et sablonneuse de Saint-Jean-de-Monts.

Sur la carte géologique actuelle ([1]), l'île d'Yeu a été figurée par Wallerant comme une masse de granite schisteux avec un petit pointement de microgranulite au hameau de La Croix. D'autre part A. Rivière ([2]), en 1837, signale les escarpements de gneiss de cette même île. Devant ces appréciations contradictoires, une étude nouvelle s'imposait et nous avons pu constater que l'île d'Yeu, de dimensions restreintes (11^{km} de longueur sur 3^{km} de largeur) présente une structure assez complexe lorsqu'on examine le détail.

La côte NE, sur laquelle est bâtie l'agglomération de Port-Joinville, est constituée par des gneiss granulitiques avec intercalations de micaschistes et de nombreux filonnets d'aplite. Il est facile de reconnaître dans ces roches le prolongement de la bande gneissique des Sables-d'Olonne à la Pointe du Payré; comme aux environs des Sables-d'Olonne le pendage est ici N-NE, 5 à 15°.

A ces gneiss, qui forment la plus grande partie de l'île, il faut opposer la série cristallophyllienne de la *côte sauvage*, qui constitue les falaises hautes de 25 à 30^{m} du Vieux-Château à la pointe de la Tranche. Dans cette série les gneiss bien rubannés sont disposés en bancs qui alternent avec des pétrosilex blancs, des leptynites et des micaschistes qui représentent des intercalations schisteuses de 10^{m} de puissance. Tous ces terrains sont en couches verticales.

Il existe dans l'île du granite à biotite : à l'intérieur des terres, on l'observe à Saint-Sauveur et à Ker Pissot; sur la côte, on le rencontre à

([1]) *Carte géologique de France au* 80000e, feuille de Palluau, Ile d'Yeu, n°s 128-229, année 1902.

([2]) *Dictionnaire pittoresque d'Histoire naturelle,* Paris, 1837.

l'extrémité de la presqu'île du Châtelet et le long du littoral jusqu'à la Pointe du Château de Montgarni. Enfin, ce granite constitue l'extrémité sud-est de l'île d'Yeu dans la partie terminale de la Pointe des Corbeaux. Nous signalerons à l'est du Fort de Pierre-Levée un petit affleurement de microgranulite.

Les côtes extrêmement découpées offrent un développement de falaises de plus de 90^{km}, dans lesquelles on peut faire de multiples observations de détail. C'est par exemple un contact brutal entre le granite et les micaschistes du type du contact par *magmatic stoping* des géologues anglais (Anse de Ker Donian). C'est l'âge relatif des différents filons qui peut être précisé : dans l'Anse des Broches, par exemple, des filons d'aplite sont recoupés par des filonnets de quartz. On peut également mettre en évidence plusieurs générations de filons de quartz. Le quartz se présente sous forme de gros filons ramifiés (au Caillou blanc près de la Pointe du But et à la Pointe de Gilberge), en relation avec des pegmatites; on le rencontre sous forme de filonnets plus récents qui remplissent de petites failles. Signalons enfin des amas quartzeux qui semblent occuper des vides de magma.

Au point de vue tectonique, l'île d'Yeu est constituée par un certain nombre d'éléments. Des terrains faiblement inclinés vers le Nord, le NE, le NW forment les 9/10e de sa superficie. A la Pointe du But, à l'extrémité NW, le pendage se fait vers l'Ouest pour passer insensiblement à une inclinaison SW 45° à la presqu'île du Châtelet et au Vieux-Château, cette même inclinaison réapparaît de la Pointe de la Tranche à l'Anse des Vieilles. Les éléments verticaux les plus méridionaux du secteur *Vieux-Château, Port de la Meule, Pointe de la Tranche* arrivent brusquement au contact avec les gneiss sub-horizontaux. Ce fait nous oblige à admettre l'existence d'une faille de direction sud-armoricaine parallèle à l'allongement de l'île, mais située à proximité de la *côte sauvage* (côte SW).

L'île d'Yeu apparaît donc au point de vue tectonique comme un anticlinal brisé et dissymétrique à flanc NE très doux, à flanc SW très redressé, avec accolement d'une série verticale inconnue sur le continent. Cette dissymétrie de structure amène, au point de vue morphologique, un contraste frappant entre la côte NE, basse, sablonneuse, bordée de dunes et la *côte sauvage*, formée d'arêtes gneissiques verticales prolongées en mer par des îlots en aiguilles. La tectonique explique d'ailleurs, dans ses moindres détails, le modelé des falaises de l'île d'Yeu.

MAGNÉTISME TERRESTRE. — *Valeurs des éléments magnétiques à l'Observatoire de Chambon-la-Forêt (Loiret) au 1er janvier* 1938. Note de MM. **Louis Éblé** et **Gaston Gibault**, présentée par M. Charles Maurain.

Les valeurs des éléments magnétiques au 1er janvier établies par le Service magnétique de l'Institut de Physique du Globe se rapportent, à partir de cette année, à l'Observatoire de Chambon-la-Forêt. Elles sont exprimées pour chaque élément par la moyenne des 1488 valeurs horaires de décembre 1937 et janvier 1938. Le mois de janvier ayant été caractérisé par l'apparition de trois perturbations importantes, les moyennes s'écartent nécessairement de leurs valeurs normales; en particulier, celle de la composante horizontale est plus faible et celle de la composante verticale plus forte que celles qu'on aurait pu attendre.

L'enregistrement continu à Chambon ayant commencé au 1er janvier 1936, nous pouvons connaître également les valeurs au 1er janvier 1937 et établir les variations séculaires, qui présentent elles aussi une notable incertitude du fait des perturbations. On peut considérer qu'elles prolongent la série des variations séculaires au Parc Saint-Maur et au Val-Joyeux.

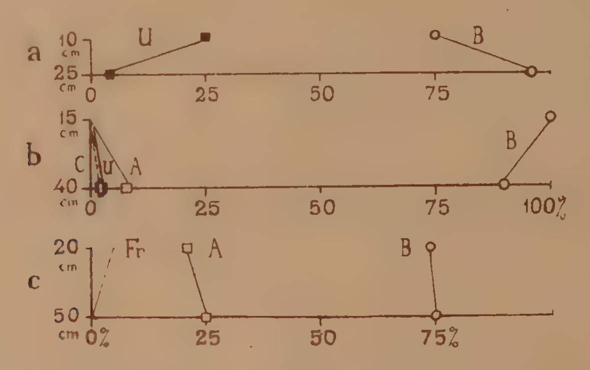
Valeurs absolues et variations séculaires des éléments magnétiques à l'Observatoire de Chambon-la-Forêt.
(Latitude 48° 1′ 26″; longitude 2° 15′ 36″ E. Gr.).

	Valeurs absolues		Variations séculaires.
	pour l'époque 1937,0.	pour l'époque 1938,0.	
Déclinaison	9° 23′, 9	9° 14′, 4	— 9′, 5
Inclinaison	64° 12′, 7	64° 13′, 9	+ 1′, 2
Composante horizontale	0,20011	0,19999	—0,00012
» verticale	0,41415	0,41429	+0,00014
» Nord	0,19742	0,19739	—0,00003
» Ouest	0,03268	0,03211	—0,00057
Force totale	0,45996	0,46004	+0,00008

PALÉOBOTANIQUE. — *Tourbes du Cragou (Finistère).*
Note [1] de M. **Georges Dubois** et Mme **Camille Dubois**.

Nous avons étudié, en 1933 les tourbes au voisinage des roches du Cragou, en Arrée (Finistère), comme exemples de tourbe de lande, de l'intérieur de la péninsule bretonne [2].

Tourbière au nord des Rochers du Cragou, altitude 175m environ, sur fond de schistes de Saint-Lô. C'est une tourbière de lande ou *yeùn* [3] typique (diagrammes *a* et *b*).



Diagrammes polliniques de tourbes du Cragou : Tourbière au N., *a*, devant Kergreis; *b*, devant Bouillard-Tourbière au SW., *c*, devant Kernon-en-Berrien.
Explication des symboles : B, *Betula*; A, *Alnus*; U, *Ulmus*; Fr, *Fraxinus*; C, *Corylus*.

a. Devant Kergreis. Tourbe brune, peu dense, épaisse de 0m,30, formée de débris de Sphaignes et de Bruyères.

Spores ou pollens de *Sphagnum*, Fougères (*Polypodium*), *Drosera*, *Scabiosa*, *Calluna*, Ombellifères; en outre, à la base, *Gentiana*, *Erica*, Graminées; au sommet, *Myriophyllum*, *Viola*. Pollens forestiers assez fréquents à la base (profondeur 0m,25), 50 pollens par préparation, *Betula* 97 pour 100, *Ulmus* 3 pour 100; plus haut (profondeur 0m,10), pollens forestiers rares, *Betula*, *Ulmus*.

b. Devant Bouillard. Tourbe peu dense, épaisse de 0m,40, exploitée par places. Tourbe de Sphaignes et de Bruyères.

---

(1) Séance du 7 mars 1938.
(2) *Carte géologique* 1/80000e, n° 58, Morlaix, par Ch. Barrois, 1905.
(3) R. Musset, *La Bretagne*, Paris, 1937, p. 59.

A tous les niveaux, on rencontre des spores ou pollens de *Sphagnum*, *Polypodium*, *Calluna*, *Drosera*, *Gentiana*; en outre, à la base, *Erica*; vers le sommet, *Myriophyllum*, *Lycopodium*. Pollens forestiers assez fréquents : à la base (profondeur $0^m,40$), 66 pollens par préparation, *Betula* 90 pour 100, *Alnus* (en mauvais état) 8 pour 100, *Ulmus* 2 pour 100, en outre *Corylus* 2 pour 100; vers le sommet (profondeur $0^m,15$), 60 pollens par préparation, *Betula* 100 pour 100, et en outre *Rhamnus* 5 pour 100.

Tourbe au sud-ouest des rochers du Cragou, près du Moulin de Goastin, devant Kernon-en-Berrien. En bordure nord-est de la route de Morlaix à Huelgoat. Alt. 230^m environ. Simple revêtement tourbeux de la roche dévonienne schisto-quartzitique, sur une épaisseur de $0^m,50$ (diagramme *c*).

1° A la base (prof. $0^m,50$), tourbe surchargée de produits humiques, difficile à éclaicir par le traitement potassique. Elle est pétrie de débris végétaux extrêmement macérés et pour la plupart indéterminables; rares fragments de vaisseaux scalariformes.

Spores ou pollens de Fougères (*Polypodium*), *Lycopodium*, *Calluna* (200 pour 100 des pollens silvatiques), *Scabiosa*, *Drosera*, Graminées. Pollens forestiers très rares (quatre pollens par préparation), *Betula*, *Alnus*.

2° Plus haut (prof. $0^m,20$), la tourbe, moins noire, est riche en débris végétaux bien conservés, tissus de Sphaignes, épidermes de feuilles d'*Eriophorum*, débris de radicelles de *Vaccinium*.

Spores de Sphaignes nombreuses, de *Lycopodium*, Fougères (*Polypodium*); pollens de Graminées, Cypéracées, *Typha*, *Alisma*, *Calluna* (18 pour 100 des pollens d'arbres), *Erica*, *Myriophyllum*, *Viola*, *Drosera*, *Gentiana*, *Scabiosa*. En outre, Diatomées (*Pinnularia*). Pollens forestiers assez nombreux (38 par préparation), *Betula* 74 pour 100, *Alnus* (en mauvais état) 21 pour 100, *Fraxinus* 5 pour 100.

Les trois diagrammes polliniques établis montrent une silve de Bouleau dominant, tolérant peu ou très peu, l'Aulne, l'Orme, le Frêne, le Coudrier. La silve dégagée d'une analyse pollinique de Trémaouézan, faite par Erdtman (4), offre à peu près le même facies.

Il nous semble que la tourbe du Cragou puisse être relativement récente : néolithique, le Bouleau ayant persisté en montagne d'Arrée jusqu'à la destruction de la forêt par l'homme.

---

(4) *Geol. För. Stockholm, Förhandl.*, 46, 1924, p. 678-679, fig. 2.

MICROPALÉONTOLOGIE. — *État des matières organiques constituant certains microorganismes planctoniques fossiles. Essais d'analyse microchimique.* Note de M. **Georges Deflandre**, présentée par M. Maurice Caullery.

Un problème important, soulevé par l'existence des microorganismes planctoniques conservés à l'état de matière organique dans les silex crétacés et dans des marnes jurassiques, concerne l'état sous lequel se trouve cette matière organique. Le même problème se pose également pour certains microfossiles des calcaires siluriens de Bohême, encore inconnus en France.

A côté de son aspect général et théorique, cette question revêt un intérêt particulier pour ce qui regarde les organismes *incertæ sedis*, comme par exemple les Hystrichosphères, dont on ignore les affinités et l'histoire. *A priori*, la détermination de leur composition chimique pourrait, en effet, aider peut-être à leur trouver une place dans la classification.

J'ai indiqué antérieurement qu'il était facile de colorer *in situ* certains microfossiles des silex et possible également de les colorer *in vitro* après isolement; mais l'extension de ces études de coloration se heurte, dans ce cas particulier, à des difficultés pratiques assez grandes.

La découverte de microfossiles planctoniques dans les marnes oxfordiennes de Villers [1] m'a permis d'aborder plus aisément le problème, en me fournissant un matériel relativement abondant et facilement isolable.

On sait que la membrane qui revêt la cellule des Dinoflagellés actuels est de nature cellulosique. Celle des Dinoflagellés jurassiques, dépourvue de matière minérale, était originellement, selon toute vraisemblance, également cellulosique. Outre divers essais, positifs, de destruction par la chaleur à diverses températures, démontrant l'absence de matière minérale, j'ai effectué un certain nombre de réactions : traitement par les acides forts, par les alcalis, par les réactifs iodés de la cellulose. Les résultats, complexes et d'ailleurs peu clairs, ne peuvent être exposés en détail ici. Je signale toutefois que l'acide phosphorique iodé, par exemple, communique aux Dinoflagellés jurassiques une teinte brun violacé, identique à celle prise par des Dinoflagellés actuels traités en même temps par le même

---

(1) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 687.

réactif. Mais je considère ce résultat comme sans grande signification, étant, par expérience, fort circonspect pour ce qui regarde les réactifs iodés de la cellulose.

J'ai alors effectué un grand nombre de colorations diverses, simples et combinées, avec des colorants naturels (hématoxyline, carmin) et synthétiques (colorants nitrés, colorants azoïques, thiazines, dérivés du triphénylméthane, colorants minéraux). Le détail des résultats sera exposé ailleurs et je ne retiendrai ici que les principaux faits :

1° Des colorants considérés comme électifs pour la cellulose colorent une bonne partie des Dinoflagellés et des Hystrichosphères, mais agissent irrégulièrement : les préparations montrent, pour une même espèce, des individus incolores et d'autres bien colorés.

2° D'autres colorants, qui prennent habituellement sur la cellulose (carmin aluné, par exemple), ne colorent ni les Dinoflagellés, ni les Hystrichosphères.

3° Des colorants qui ne prennent pas sur la cellulose, comme le rouge de ruthénium, spécifique des matières pectiques, colorent très bien les Dinoflagellés jurassiques, comme d'ailleurs ceux des silex, mais encore d'une manière apparemment capricieuse. Une même observation peut être faite pour ce qui regarde des colorants de la callose (Bleu coton) et de la cutine (Soudan III).

4° Un colorant nitré, l'Aurantia, qui ne colore pas la membrane des Dinoflagellés récents, donne au contraire les résultats les plus beaux et les plus constants sur les Dinoflagellés fossiles.

Enfin je noterai que l'examen en lumière polarisée montre que les spécimens sont, sauf exceptions, isotropes, alors que la membrane des Dinoflagellés récents est fortement anisotrope.

Ces résultats, nettement contradictoires sur certains points, me conduisent à conclure que les notions actuelles sur la microchimie des membranes cellulosiques, chitineuses, ou de composition plus ou moins voisine, basées sur l'étude des corps existants chez les êtres vivants, ne peuvent pas être appliquées aux microfossiles planctoniques envisagés dans cette Note.

La belle coloration des Dinoflagellés par l'Aurantia, qui se fixe particulièrement bien sur les composés à poids moléculaire très élevé, laisse supposer que l'on a affaire à des produits fortement condensés, peut-être à des « celluloses » polymérisées. D'une manière plus générale, l'état sous lequel se présentent les membranes des Dinoflagellés et des Hystricho-

sphères ne me semble correspondre exactement à aucun des constituants fondamentaux ou accessoires des parois cellulaires végétales tels que nous les connaissons aujourd'hui. Il serait donc absolument vain, dans ces conjonctures, de se baser sur les résultats de réactions microchimiques et surtout sur des colorations, pour décider de l'attribution d'un microorganisme fossile énigmatique à un groupe donné, plutôt qu'à un autre.

Mais les colorations que j'ai obtenues ne perdent pas pour cela leur intérêt, bien au contraire. Elles démontrent qu'on doit seulement se garder de les interpréter comme s'il s'agissait de matériaux actuels. La signification des résultats, en apparence divergents, doit être recherchée en présupposant l'existence de composés devenus, par fossilisation, bien différents des celluloses et des chitines actuellement connues; l'analyse microchimique de ces matières organiques fossiles s'avère ainsi tout entière à créer.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur la structure des cellules centrales de* Halopitys pinastroides (*Gmel.*) *Kütz.* Note de Mlle **Marie Celan**, présentée par M. Alexandre Guilliermond.

Les cellules du siphon central des Céramiacées, des Rhodomélacées et, d'une manière générale, des Rhodophycées pourvues de cellule apicale, ont, depuis longtemps, suscité l'attention des algologues : par leur contenu cytoplasmique dense et leurs larges plasmodesmes, ces cellules offrent, en effet, un aspect original et caractéristique. Leur structure n'a cependant jamais été l'objet d'une étude précise; nous avons donc estimé qu'il serait intéressant de combler cette lacune et nous avons choisi, comme sujet d'étude, la Rhodomélacée *Halopitys pinastroides* (Gmel) Kütz, si abondante en toutes saisons sur les côtes de France; le dernier mémoire consacré à l'anatomie de cette Algue est ancien déjà [1] et, du point de vue qui nous intéresse, ne donne que des indications rudimentaires.

Les cellules du siphon central *d'H. pinastroides* sont cylindriques et disposées bout à bout, en file simple ininterrompue dans l'axe de tous les rameaux du thalle, depuis leur sommet jusqu'à leur base; les files de chaque rameau se raccordent à celle du rameau d'ordre immédiatement inférieur, l'ensemble constituant, dans la profondeur de l'appareil végétatif, un sys-

---

[1] H. Ambronn, *Bot. Zeitung*, 38, 1880, p. 1-22.

tème dont on soupçonne le rôle conducteur. Les cellules centrales jeunes, voisines du sommet de chaque rameau, sont hautes de 25-28$^{\mu}$, et leur diamètre n'excède guère 12$^{\mu}$; à mesure que le rameau croît, ces cellules grandissent et, dans les régions âgées du thalle, leur hauteur peut atteindre 250$^{\mu}$ et leur diamètre 132$^{\mu}$. Du point de vue structural, les traits les plus caractéristiques de ces cellules concernent, d'une part, la disposition du cytoplasme et du chondriome, d'autre part la structure des plasmodesmes; les noyaux, étudiés au moyen de la méthode de Feulgen, présentent sensiblement la même structure que dans les autres parties du thalle.

Le *cytoplasme* comprend deux régions nettement distinctes. Dans sa partie superficielle, sous la membrane squelettique, il tient en suspension les *rhodoplastes:* ces plastes, volumineux dans les cellules centrales jeunes, voisines du sommet, régressent peu à peu et reviennent ainsi à l'état de chondriocontes à mesure que les cellules s'allongent en s'éloignant du sommet; parmi les rhodoplastes, mais sans aucun rapport visible avec eux, on peut déceler, au moyen des réactifs iodés, dans les jeunes cellules centrales, des grains d'*amidon* beaucoup plus petits que ceux des autres cellules de l'appareil végétatif; c'est donc à tort que l'on avait autrefois affirmé l'absence d'amidon dans les cellules centrales. Sous cette couche périphérique, le cytoplasme est dépourvu de rhodoplastes, mais contient par contre, le *noyau* et des *chondriosomes*, bâtonnets fusiformes, tous orientés de la même manière, parallèlement au grand axe de la cellule; cette région cytoplasmique profonde est souvent contractée transversalement dans les coupes et offre alors l'aspect d'un tractus dense, tendu dans l'axe du cylindre cellulaire, sous le manchon d'ectoplasme, entre les plasmodesmes ouverts dans chaque cloison transversale; les tractus des diverses cellules de la file axiale sont donc exactement dans le prolongement les uns des autres et, au premier abord, si l'on ne remarque pas les interruptions au niveau de chaque plasmodesme, paraissent constituer un cordon continu. Nous n'avons pas encore étudié ces cellules *in vivo* et nous ne pouvons, par conséquent, préciser la disposition de leurs vacuoles; toutefois, on voit souvent, sous la région ectoplasmique, de nombreux et gros grains, évidemment formés au sein d'une ou plusieurs vacuoles.

Les *plasmodesmes*, grâce auxquels chaque cellule centrale communique avec ses voisines de file, présentent une structure très intéressante. Le nettoyage des coupes par l'hypochlorite de sodium ne conserve que le squelette des parois et révèle ainsi que les cloisons transversales séparant les cellules centrales sont, en réalité, des diaphragmes largement ouverts (jusqu'à 100$^{\mu}$

de diamètre dans les cellules centrales volumineuses). Dans ces orifices, les protoplastes des deux cellules voisines sont limités par une membrane réfringente et sidérophile (*synapse*); ces membranes synaptiques, généralement incurvées ou plissées dans une direction quelconque, bien distinctes ou plus ou moins confondues, au niveau desquelles les deux protoplastes voisins entrent directement en contact, sont solidement liées, d'une part au cytoplasme de la cellule correspondante, d'autre part, sur tout leur pourtour, au diaphragme squelettique transversal dans le bord duquel elles paraissent ainsi enchâssées ([2]). C'est exactement le dispositif décrit par Mangenot ([3]), au niveau des plasmodesmes, dans les gonimoblastes de diverses Rhodophycées. Nous avons montré, en outre, que la matière constitutive des synapses, détruite, comme l'ensemble du protoplasme, par l'hypochlorite, fixe avec intensité les colorants spécifiques des lipides (noir Soudan, bleu B. Z. L., Soudan III) et ne présente, par contre, ni la réaction de Millon, ni celle de Derrien-Turchini. Chaque membrane synaptique apparaît ainsi comme une différenciation lipidique de la surface protoplasmique, au niveau du plasmodesme, c'est-à-dire sur le passage des substances dissoutes en voie de translocation.

PHYSIOLOGIE ANIMALE. — *Sur la dégradation des substances d'origine purique chez les Mollusques Lamellibranches*. Note de M. **Arthur Brunel**, présentée par M. Richard Fosse.

L'étude histophysiologique et biochimique de l'excrétion chez les Lamellibranches a fait l'objet de nombreux travaux, parmi lesquels il faut citer ceux de Lacaze-Duthiers, Cuénot, Letellier, Marchal, Sulima, Fosse, Przylecki, Delaunay, Needham, etc. Dans l'ensemble de ces recherches, l'acide urique et l'allantoïne n'ont pas été signalés parmi les déchets excrétés par les Lamellibranches.

Marchal, en opérant sur des moules entières, n'a pu caractériser l'acide urique. Les essais effectués sur l'extrait total de l'organe de Bojanus ont donné des résultats identiques. Plus récemment J. Needham ([1]) a

---

([2]) L'insertion a lieu au niveau de la lamelle moyenne, qui semble présenter dans ce diaphragme transversal, une constitution particulière lui donnant l'allure d'un anneau différencié, renforcé.

([3]) *Revue Algol.*, 1, 1924, p. 376-421.

([1]) *Biochem. J.*, 29, 1926, p. 238.

recherché l'acide urique dans les néphridies et les tissus d'un grand nombre de Mollusques. Il a constaté : l'absence d'acide urique chez les Lamellibranches, la présence de cet acide chez les Gastéropodes pulmonés. Confirmant les conclusions de Delaunay, il a montré, en outre, que l'élimination d'acide urique par les Gastéropodes pulmonés était une adaptation du métabolisme au genre de vie terrestre de ces animaux,

Przylecki (2) n'a pu mettre en évidence l'allantoïne, dans les déchets excrétés par l'Anodonte. Cependant, d'après cet auteur, l'acide urique injecté est dégradé puis éliminé sous forme d'allantoïne; les tissus de l'anodonte renfermant l'enzyme uricase. L'allantoïne n'étant pas un corps normalement excrété par les Lamellibranches, Delaunay (3) pense que l'absence d'acide urique ne peut être expliquée par le mécanisme de dégradation indiqué par Przylecki.

Dans cette Note nous nous proposons de démontrer que certains Mollusques Lamellibranches possèdent la propriété de dégrader l'acide urique jusqu'à l'urée et l'ammoniaque. Les deux uréides glyoxyliques, allantoïne et acide allantoïque, étant les termes intermédiaires de cette dégradation.

Nos recherches ont porté sur *Mytilus edulis*. Les tissus, provenant de 25 moules, sont broyés puis additionnés de 100^{cm^3} du mélange tampon de Clark et Lubs de pH 7,0. Après deux heures de contact, la macération est précipitée par cinq fois son volume d'alcool à 96° glacé. On centrifuge très rapidement, on lave le dépôt trois fois à l'éther anhydre, puis on le sèche dans le vide sur chlorure de calcium. La matière, obtenue après broyage et tamisage, constitue la poudre enzymatique.

Recherche de l'allantoicase (4). — Après deux heures, il est facile de caractériser l'acide glyoxylique engendré par l'action de l'allantoïcase de la poudre enzymatique sur l'allantoate de potassium.

$$\begin{matrix} H^2N-CO-NH \\ H^2N-CO-NH \end{matrix}\!\!>\!CH-COOH \xrightarrow[2H^2O]{\text{Allantoïcase}} 2\,OC\!\!<\!\!\begin{matrix} NH^2 \\ NH^2 \end{matrix} + \begin{matrix} CH(OH)^2 \\ | \\ COOH \end{matrix}$$

L'urée ne peut être mise en évidence; l'uréase, signalée par Przylecki chez *Mytilus edulis*, l'hydrolyse en carbonate d'ammonium.

---

(2) *Arch. Int. Physiol.*, 27, 1926, p. 159.

(3) *Thèse Doct. Sc. Nat.*, Paris, 1927.

(4) A. BRUNEL, *Thèse Doct. Sc. Nat.*, Paris, 1936; H. A. KREBS, *Ergebnisse Enzymforsch.*, 3, 1934, p. 247.

Recherche de l'allantoïnase (5). — La recherche de l'allantoïnase est positive. Les quantités d'allantoïne hydrolysées en acide allantoïque après des temps variables sont :

Temps en heures	2.	4.	6.	8.
Allantoïne introduite pour 1000$^{cm^3}$	1^g	1^g	1^g	1^g
Allantoïne transformée en acide allantoïque pour 1000$^{cm^3}$	0^g,106	0^g,157	0^g,218	0^g,278

Recherche de l'uricase (6). — L'uricase coexiste, dans la poudre de *Mytilus edulis* avec l'uréase et les enzymes des uréides glyoxyliques; après quinze heures d'action, on retrouve, à l'état d'acide allantoïque, 8 pour 100 de l'acide urique mis en expérience.

Chez les Lamellibranches, le catabolisme de l'acide urique, de l'allantoïne et de l'acide allantoïque s'effectue par voie enzymatique et conduit, chez *Mytilus edulis*, jusqu'à l'urée et l'ammoniaque. Ainsi, on retrouve, chez les Invertébrés, un processus de désintégration des substances d'origine purique, identique à celui que nous avons signalé chez les Vertébrés Poïkilothermes. La dégradation passe par la voie de l'allantoïne et la nature du terme ultime dépend de la présence des enzymes : Uricase, Allantoïnase, Allantoïcase et Uréase.

L'urée, isolée par R. Fosse (7) chez les Lamellibranches, a donc pour origine non seulement l'arginine (8), mais encore l'acide urique.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur l'état des lipides et du cholestérol dans le sérum sanguin : destruction de certaines cénapses lipidoprotéidiques et libération de leurs substances lipoïdiques par un savon.* Note de MM. **Michel Machebœuf** et **Francis Tayeau**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Les lipides et les stérols, substances insolubles dans l'eau, existent, dans le sérum sanguin de l'homme et des mammifères, à l'état de solution aqueuse limpide, grâce à leurs liaisons avec des protéides; ils sont à l'état

(5) R. Fosse et A. Brunel, *Comptes rendus*, **188**, 1929, p. 426; **188**, 1929, p. 1067.
(6) Wiechowski, *Beiträge z. Chem. Physiol.*, 9, 1907, p. 295.
(7) *L'urée*, Paris, 1927.
(8) E. Baldwin, *Biochem. J.*, **29**, 1935, p. 252.

de cénapses lipidoprotéidiques solubles dans l'eau [1]. Les liaisons qui unissent les lipides aux protéides pour constituer les cénapses sont de plusieurs types : certains lipides sont très solidement unis à des protéides, certaines de leurs liaisons sont peut-être chimiques, mais une forte proportion des lipides n'est liée que peu énergiquement aux protéides.

L'un de nous a déjà proposé une hypothèse (basée sur les conceptions de Langmuir), d'après laquelle certains lipides seraient simplement maintenus en solution dans l'eau par solvatation réciproque des chaînes polyméthyléniques des lipides et des portions polyméthyléniques qui existent toujours en abondance dans les molécules protéidiques [2]. Il n'est pas possible de reproduire artificiellement les cénapses lipidoprotéidiques du sérum en mélangeant simplement les protéides à des lipides émulsionnés dans de l'eau. Ceci peut se concevoir ainsi : l'ambiance des fonctions hydrophiles et des molécules d'eau qui s'y fixent, constitue à la surface de chaque molécule protéidique une zone imperméable aux chaînes polyméthyléniques non hydrophiles des lipides.

Pour que, dans l'organisme, des cénapses de solvatation lipido-protéidiques puissent prendre naissance, il faut qu'à un certain stade, les lipides ou leurs constituants soient eux-mêmes devenus hydrophiles et soient solubilisés dans une même phase aqueuse que les protéides. Il nous semble que cette dissolution primaire des lipides dans l'eau se fait dans l'intestin grâce aux sels biliaires qui, on le sait, dissolvent les acides gras et les stérols dans l'eau à l'état de complexes très hydrophiles. Le passage à travers la muqueuse intestinale étant ainsi effectué grâce aux sels biliaires, les chaînes polyméthyléniques des constituants lipidiques arrivent, en phase aqueuse, au contact avec les protéides du plasma, et peuvent se fixer sur leurs chaînes polyméthyléniques. Plus tard, l'organisme peut, on le sait, enlever au plasma les sels biliaires pour les expulser à nouveau par la bile, mais les lipides restent accolés aux chaînes polyméthyléniques au sein même des énormes molécules protéidiques.

S'il existe réellement des cénapses lipido-protéidiques de solvatation dans le sérum, on doit pouvoir les détruire en amenant simplement au contact des chaînes polyméthyléniques des protéides une substance soluble

---

(1) M. Macheboeuf, *État des lipides de la matière vivante. Les cénapses et leur importance biologique*, 1 vol. Paris, 1937. (*Collection des Actualités Scientifiques.*)

(2) M. Macheboeuf, et G. Sandor, *Comptes rendus*, 194, 1932, p. 1102, et *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 14, 1932, p. 1168 à 1190.

dans l'eau, également constituée par des chaînes polyméthyléniques et capables de se solvater à la place des lipides sur des chaînes polyméthyléniques des protéides. Il doit suffire, en effet, que la substance étrangère polyméthylénique et hydrosoluble soit introduite en assez grand excès par rapport aux lipides pour que, par simple action de masse, elle prenne la place des lipides solvatés, surtout si l'on agite avec un solvant non miscible, tel que l'éther, capable de favoriser le déplacement d'équilibre en enlevant les lipides au fur et à mesure de leur libération. Il fallait toutefois trouver une substance polyméthylénique, hydrosoluble et ne se laissant pas, elle-même, enlever à la phase aqueuse par l'éther. Nous avons utilisé l'oléate de sodium, savon que l'on sait obtenir très pur.

Une de nos expériences fut, par exemple, conduite ainsi : deux prises d'essai identiques, de 20^{cm^3} d'un sérum de cheval, sont agitées doucement avec 20^{cm^3} d'éther; à l'un des échantillons de sérum, on ajoute 2^{cm^3} d'une solution à 20 pour 100 d'oléate de sodium pur, ajustée au même pH que le sérum (7,6). On vérifie que l'éther, agité avec le sérum seul, ne lui enlève que des traces infimes de lipides (2 à 3^{mg}), puis on constate que l'éther, agité avec le sérum additionné d'oléate enlève à ce sérum (indépendamment de petites quantités d'acide oléique du savon), des quantités considérables de lipides (80^{mg}, par exemple, soit plus de 25 fois plus qu'en l'absence du savon).

Parmi les substances lipoïdiques extraites par l'éther au sérum, en présence de savon, se trouve du cholestérol (libre et estérifié); les cinq sixièmes environ du cholestérol total passent ainsi rapidement dans l'éther. Une partie de la lécithine du sérum subit également la désolvatation par l'oléate, puisque les lipides extraits par l'éther en présence du savon sont assez riches en phosphore.

La totalité des lipides n'est pas ainsi arrachée aux sérums, une certaine proportion résiste à l'extraction éthérée en présence d'oléate; ces lipides sont probablement unis aux protéides autrement que par simple solvatation réciproque de portions homologues polyméthyléniques des molécules protéidiques et des molécules lipidiques.

Pour que le savon arrache aux protéides une partie très notable des lipides, il n'est pas nécessaire que l'éther ajoute son action à celle du savon, et si, par exemple, on ajoute simplement à du sérum (même alcalinisé à pH8) une quantité convenable de solution d'oléate de sodium (même alcalinisée, elle aussi à pH8), on voit apparaître en quelques instants un abondant précipité de lipides.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur l'attaque des noyaux benzéniques et l'utilisation alimentaire du phénol par les* Azotobacter *du sol.* Note de MM. **Gustave Guittonneau** et **René Chevalier**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Nos précédentes études sur l'utilisation alimentaire des acides oxybenzoïques par les *Azotobacter* (¹) aboutissaient à l'idée que l'oxydation des groupements carbonés des noyaux benzéniques devait prendre place dans l'énergétique des fixations d'azote aérobies du sol.

Pour préciser cette notion, on pouvait néanmoins juger opportun de mettre hors de cause le rôle éventuel des chaînes latérales, et c'est à cette préoccupation qu'ont répondu les nouvelles recherches rapportées dans la présente Note. Elles ont établi que le phénol ordinaire, dont la structure moléculaire ne comporte que des atomes de carbone nucléaires, peut être utilisé comme aliment énergétique par certaines souches d'*Azotobacter* du sol.

Les deux terres J¹ et C¹ qui, dans nos précédentes études, s'étaient révélées particulièrement riches en souches d'*Azotobacter* ont été ensemencées en grains, suivant la méthode classique de Winogradsky, sur une série de boîtes de Petri de 20^{cm} de diamètre, renfermant chacune 200$^{cm^3}$ de silicogel électif phénolé à diverses doses. Le tableau ci-après résume les résultats enregistrés à partir du 3e jour d'une incubation à 30° en chambre humide, qui a été prolongée durant 15 jours.

Phénol en grammes par plaque		0,05.	0,075.	0,1.	0,2.
Pourcentage de grains fertiles	J¹	20	33	33	2
	C¹	33	37	36	0

On voit que la dose de phénol la plus favorable est voisine de 0^g,1 pour 200$^{cm^3}$ de silicogel (soit de 0,05 pour 100). Nous avons vérifié que la dose de 0^g,2 n'était qu'inhibitrice et qu'une dose de 0^g,5 était germicide.

En rapprochant les résultats ci-dessus de ceux qui figurent dans nos précédentes Communications on se rendra compte que, parmi les souches d'*Azotobacter* présentes dans les terres J¹ et C¹, celles qui peuvent s'attaquer au phénol ordinaire sont moins nombreuses que celles qui s'attaquent au mannitol, à l'acide benzoïque, à l'acide para-oxybenzoïque et même à l'acide ortho-oxybenzoïque.

(¹) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 211 et 1400.

Corrélativement, nous avons constaté qu'aucune des quatre souches types que nous avions antérieurement définies et qui sont restées très stables en culture (16 mois) n'a pu se développer sur silicogel électif phénolé à 0,05 pour 100.

D'autre part, dix souches des terres J' et C', reconnues actives vis-à-vis du phénol ont été purifiées par passages successifs sur silicogel phénolé et ensemencées sur nos milieux de référence habituels. Toutes ont proliféré sur mannitol, benzoate et para-oxybenzoate de sodium, aucune ne s'est développée ni sur méta-, ni sur ortho-oxybenzoate. Ainsi se trouve défini un nouveau type physiologique d'*Azotobacter* remarquable surtout par son aptitude à l'attaque du phénol.

Au microscope, tous les organismes de cette catégorie se sont présentés comme des cocci de $1^{\mu},3$ à $1^{\mu},6$ de diamètre, isolés ou réunis en diplos. Quelques formes ovoïdes, beaucoup plus rares, avaient un grand diamètre atteignant jusqu'à $1^{\mu},8$.

Nous avons réussi à mettre en évidence l'activité des *Azotobacter* du nouveau groupe au sein même de leur milieu naturel, en déclenchant leur prolifération dans les terres J' et C' par des apports mesurés de phénol. Les deux terres, phénolées à faibles doses (de 0,015 à 0,033 pour 100), amenées à des taux d'humidité variant de 25 à 30 pour 100, moulées en plaques de 9^{cm} de diamètre et maintenues en chambre humide à 30° laissaient apparaître dès le troisième jour des colonies superficielles d'*Azotobacter* parfaitement nettes et qui, rapidement, devenaient parfois assez nombreuses. Sur l'une d'elles, par exemple, on a compté le cinquième jour d'incubation 36 colonies facilement visibles (terre C' phénolée à 0,016 pour 100 et humidifiée à 25 pour 100).

Nous avons enfin reconnu qu'une souche des *Azotobacter* étudiés dans ce travail, isolée avec beaucoup de soin et cultivée à l'état de pureté sur milieu électif liquide à 0,5 pour 1000 de phénol, fixait de 9 à 11^{mg} d'azote pour 1^{g} de phénol consommé.

La séance est levée à $14^{h}5^{m}$.

E. P.